ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 17 AVRIL 1961.

PRÉSIDENCE DE M. Louis HACKSPILL.

INTRODUCTION DE MEMBRES NOUVEAUX.

M. **Pierre Lépine**, élu Académicien libre le 6 février 1961 en remplacement de M. le Duc *Maurice de Broglie*, décédé, M. **Léon Velluz**, élu membre de la Section des Applications de la science à l'industrie le 20 février en remplacement de M. *Pierre Chevenard*, décédé et M. **Robert Debré**, élu membre de la Section de Médecine et Chirurgie le 27 février en remplacement de M. *Charles Laubry*, décédé, sont introduits en séance par M. le Secrétaire perpétuel pour les sciences chimiques et naturelles.

M. le **Président** donne lecture de la Note publiée au *Journal Officiel de la République française* annonçant que, par décrets du 8 avril 1961, leurs élections ont été approuvées; il leur remet la médaille de Membre de l'Institut et les invite à prendre place parmi leurs Confrères.

PRÉSENTATION DE SAVANTS ÉTRANGERS.

M. **Roger Heim** signale la présence de Sir **Gavin de Beer**, Correspondant de l'Académie pour la Section de Zoologie et M. **Jean Leray** celle de M. **Witold Pogorzelski**, professeur à l'Institut mathématique de l'Académie polonaise des sciences. M. le Président leur souhaite la bienvenue et les invite à prendre part à la séance.

CORRESPONDANCE.

M. **André Léauté**, Président du **Comité intersyndical Mesure-Contrôle-Régulation** (**MESUCORA**), informe l'Académie du Congrès et de l'Exposition qu'il organise à Paris, du 9 au 17 mai 1961. Des invitations seront mises à la disposition des Membres de l'Académie qui en exprimeraient le désir.

OUVRAGES PRÉSENTÉS OU REÇUS.

Sir **Gavin de Beer** fait hommage à l'Académie de ses deux Ouvrages : 1° *Embryos and ancestors* (3e édition); 2° *The Sciences were never at War.*

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **André Couder** :

Jean Dufay. *Introduction à l'astrophysique des étoiles.*

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° P. Alexander. *Les radiations atomiques et la vie.* Traduit par H. Marcovich.

2° Paul Muller. *Les satellites artificiels.*

3° Hellmut Ernst. *Les appareils de levage.* Tome III. *Appareils spéciaux.* Traduit de l'allemand par H. W. Gunther.

4° Georges Petit et Jean Théodoridès. *Trois aspects peu connus de l'œuvre et des relations de Georges Cuvier.*

5° Les grands problèmes de la science. XII. *Leçons sur le champ fondamental,* par Jean-Louis Destouches.

6° Robert Worms. *Charles Laubry* (1872-1960).

7° Édouard Monod-Herzen. *Le problème de la Sala delle Asse* (*lambris*) (*à Milan*) *de Léonard de Vinci.*

8° *Étude des solutions organomagnésiennes mixtes,* par Raymond Hamelin (Thèse, Paris).

9° *Studies in quantitative organic microanalysis.* Akademisk avhandling av Wolfgang Johannes Kirsten (Uppsala).

10° Académie des sciences de Géorgie. Institut de zoologie. Nadejda Ivanovna Djaparidze. *Iksodovye klechtchi Grouzii* (*Les tiques « ixodes » de Géorgie*).

Il signale également un Mémoire dactylographié :

The physiological factors « enzymes » as biological catalysts which activates profibrinolysin to fibrinolysin — its localizations, clinical importance, pathogenesis, and substances which inhibit activators, by Yusuf I. Misirlioglu and C. Walton Lillehei.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

HYDRAULIQUE. — *Manœuvres rythmiques pour une cheminée déversante à étranglement avec l'influence de la hauteur de chute dans le cas d'un orifice.* Note (*) de M. **Léopold Escande.**

Méthode pour l'étude des manœuvres rythmiques provoquant le déversement maximal pour une cheminée d'équilibre à étranglement associée à un orifice en tenant compte de l'influence de la hauteur de chute.

Dans une Note récente [1], nous avons étudié les manœuvres rythmiques provoquant le déversement maximal dans le cas d'une chambre d'équilibre déversante en tenant compte de l'influence des variations de la hauteur de chute dues aux oscillations du plan d'eau; les manœuvres considérées concernent simplement la fermeture et l'ouverture d'un orifice. Dans la présente Note nous traitons le même problème dans le cas d'une cheminée d'équilibre à étranglement.

Nous conservons les mêmes hypothèses et nous considérons la même succession de manœuvres que dans notre Note précédente.

1. A l'instant initial le débit des turbines est nul et le déversement s'achève.

w et v étant négatives les équations s'écrivent

$$v\frac{dv}{dz} + z - p - r = 0 \qquad \text{ou} \qquad \frac{dv}{dz} = -\frac{z-p-r}{v},$$

$$w = v, \qquad p = p_0 w^2 = p_0 v^2, \qquad r = r_0 v^2.$$

La courbe (z, v) part du point A_0 (a, o) de l'axe Oz avec une tangente verticale, le centre de courbure étant à l'origine des coordonnées et aboutit au point $A_1(z_1, v_1)$. Les normales se construisent au moyen de la parabole P + R d'équation

$$z = (p_0 + r_0)\,v^2.$$

2. On ouvre en grand l'orifice à l'instant t_1 correspondant au point A_1 où la courbe (z, v) coupe le parabole P + R. En A_1 la tangente est horizontale, les vitesses w et v sont maximales.

Les équations deviennent

$$\left(v - \frac{r}{h_0}\right)\frac{dv}{dz} + \frac{v}{2h_0} + z - p - r = 0 \qquad \text{ou} \qquad \frac{dv}{dz} = -\frac{\dfrac{v}{2h_0} + z - p - r}{v - \dfrac{r}{h_0}},$$

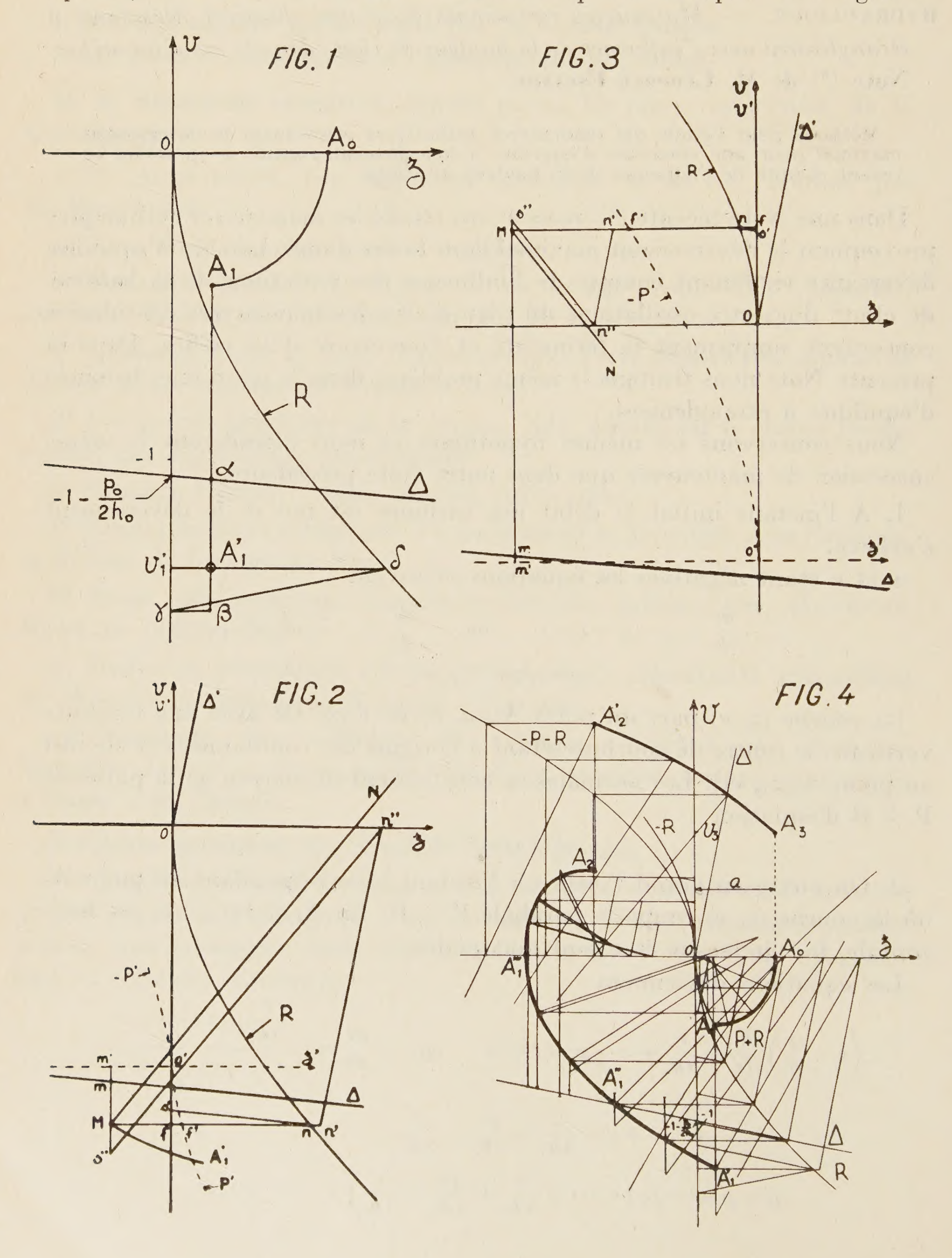
$$w = v + 1 + \frac{z}{2h_0} + \frac{p_0}{2h_0} - \frac{r}{2h_0},$$

$$p = p_0 w^2 = p_0\left(v + 1 + \frac{z}{2h_0} + \frac{p_0}{2h_0} - \frac{r}{2h_0}\right)^2, \qquad r = r_0 v^2.$$

Le point de fonctionnement saute de A_1 en A'_1 ($z'_1 = z_1$, v'_1) dont l'ordonnée est

$$v'_1 = v_1 - 1 - \frac{z_1}{2h_0} - \frac{p_0}{2h_0} + \frac{r'_1}{2h_0}.$$

Le calcul de v'_1 se heurte à une difficulté du fait que r'_1 n'est pas connue *a priori*, d'où la nécessité d'une construction spéciale indiquée sur la figure 1.



Pour construire la normale en un point M de la courbe (z, v) tant que w et v restent négatives on utilise la méthode suivante :

— on trace sur le graphique (*fig.* 2) deux droites rectangulaires : Δ' d'équation $v = 2 h_0 z$ et Δ d'équation $v = -1 - (z/2h_0) - (p_0/2 h_0)$;

— sur un calque sont représentés deux axes rectangulaires $z'O'v'$ et deux paraboles P′ et — P′ d'équations $z' = \pm p_0 v'^2$;

— l'horizontale de M coupe l'axe Ov en f et R *d'équation* : $z = r_0 v^2$ en n ;

— on mène ns' parallèle à Δ, ce qui donne $fs' = r/2 h_0$;

— on porte sur la verticale de M, au-dessus du point m où elle coupe Δ une longueur $mm' = fs'$;

— on place le calque sur le graphique de telle sorte que les axes $O'v'$ et Ov coïncident, l'axe $O'z'$ passant par m' ;

— à droite de n, on porte horizontalement une longueur $nn' = ff'$ en appelant f' l'intersection de P′ et de l'horizontale de M ;

— on mène $n'n''$, parallèle à Δ' de pente $2 h_0$;

— au-dessous de M on porte verticalement une longueur $Ms'' = 2 \times fs'$ qui est égale à r/h_0 ;

— la normale MN en M est parallèle à la droite $s''n''$.

Le rayon de courbure en A'_1 étant très grand on peut assimiler le départ de la courbe à sa tangente (*fig.* 4).

En A''_1, point pour lequel $m'M = 0$, w change de signe et les équations deviennent

$$\left(v - \frac{r}{h_0}\right)\frac{dv}{dz} + \frac{v}{2h_0} + z + p - r = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{dv}{dz} = -\frac{\dfrac{v}{2h_0} + z + p' - r}{v - \dfrac{r}{h_0}},$$

$$w = v + 1 + \frac{z}{2h_0} + \frac{p_0}{2h_0} - \frac{r}{2h_0},$$

$$p = p_0 w^2 = p_0\left(v + 1 + \frac{z}{2h_0} + \frac{p_0}{2h_0} + \frac{r}{2h_0}\right)^2, \qquad r = r_0 v^2.$$

On utilise maintenant la parabole — P′ du calque et la longueur $nn' = ff'$ doit être portée à gauche de n (*fig.* 2).

La courbe (z, v) coupe l'axe des z au point A'''_1 où la tangente est verticale et où v devient positif.

Au-dessus de l'axe des z les équations s'écrivent

$$\left(v + \frac{r}{h_0}\right)\frac{dv}{dz} + \frac{v}{2h_0} + z + p + r = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{dv}{dz} = -\frac{\dfrac{v}{2h_0} + z + p + r}{v + \dfrac{r}{h_0}},$$

$$w = v + 1 + \frac{z}{2h_0} + \frac{p_0}{2h_0} + \frac{r}{2h_0},$$

$$p = p_0 w^2 = p_0\left(v + 1 + \frac{z}{2h_0} + \frac{p_0}{2h_0} + \frac{r}{2h_0}\right)^2, \qquad r = r_0 v^2.$$

La construction se modifie de la façon suivante (*fig.* 3) :

— n devient l'intersection de l'horizontale de M et de la parabole — R d'équation $z = -r_0 v^2$;

— $mm' = fs'$ est porté au-dessous de m;

— $nn' = p$ donné par la parabole — P′ du calque reste à gauche de n;

— $Ms'' = 2fs'$ est portée au-dessus de M.

La vitesse w est maximale pour $dw/dz = 0$ ou

$$dz = -2h_0\left(1 + \frac{r_0}{h_0} v\right) dv,$$

de telle sorte qu'au point correspondant $A_2(z_2, v_2)$ la courbe (z, v) est tangente à l'une des paraboles de la famille

$$\lambda - z = 2h_0 v + r_0 v^2.$$

3. A l'instant t_2 correspondant à A_2 intervient la fermeture complète instantanée de l'orifice. Les équations deviennent

$$v\frac{dv}{dz} + z + p + r = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{dv}{dz} = -\frac{z + p + r}{v},$$

$$w = v, \qquad p = p_0 w^2 = p_0 v^2, \qquad r = r_0 v^2.$$

Le point de fonctionnement saute de A_2 en A'_2 ($z'_2 = z_2$, v'_2) d'ordonnée

$$v'_2 = v_2 + 1 + \frac{z_2}{2h_0} + \frac{p_0}{2h_0} + \frac{r_2}{2h_0}.$$

Au-delà de A'_2, nous aboutissons à une construction classique qui permet d'achever le tracé (*fig.* 4) de la courbe (z, v) jusqu'au point A_3 (a, v_3) correspondant au seuil déversant, de cote a, en grandeur relative.

Le débit qui arrive alors dans la chambre d'équilibre est

$$Q_3 = fW_3 = v_3 Q_0.$$

4. Comme nous l'avons montré dans nos travaux antérieurs, la durée θ du déversement et le volume total déversé Ω_d sont donnés à partir du débit initial Q_3 par les formules dans lesquelles T représente l'expression classique de la période en l'absence de perte de charge :

$$\frac{\theta}{T} = \frac{1}{2\pi\sqrt{a(p_0 + r_0)}} \operatorname{arc\,tg} v_3 \sqrt{\frac{p_0 + r_0}{a}},$$

$$\frac{\Omega_d}{Q_0 T} = \frac{1}{4\pi(p_0 + r_0)} \operatorname{Log}\left[1 + \frac{p_0 + r_0}{a} v_3^2\right].$$

Remarque. — Nous avons montré [2], qu'en toute rigueur, dans le cas de l'étranglement, les manœuvres les plus dangereuses ne correspondent pas exactement aux instants où $|W|$ est maximale; sans tenir compte de cet élément correctif, les résultats obtenus par la méthode exposée correspondent à une bonne approximation.

(*) Séance du 10 avril 1961.

[1] *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 501.

[2] *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 932.

ASTRONOMIE FONDAMENTALE. — *Analyse des inégalités de la rotation de la Terre. La variation progressive et la durée de la rotation.* Note (*) de M. **André Danjon**.

Dans une première Note [1], j'ai montré comment, sous certaines hypothèses, on pouvait déterminer les inégalités à courte période du temps universel brut, fourni, en un lieu donné, par l'observation des étoiles. Les courbes annuelles obtenues pour quatre Observatoires présentent entre elles des différences relativement importantes, dues principalement à l'emploi de catalogues d'étoiles différents, et pour une moindre part, à la différence de phase de l'inégalité de la longitude (nutation forcée). Il faut donc, si l'on veut éliminer complètement les termes à courte période, en tirer la valeur des observations elles-mêmes, et d'*observations portant sur plusieurs années.* Les corrections publiées par le B. I. H. ne peuvent être employées en dehors du travail de routine auquel elles sont destinées.

Le temps déduit des passages étant rapporté à un étalon de fréquence à césium ou à ammoniac, une analyse correcte des résultats permet d'obtenir l'écart TA—TCI entre l'échelle de temps déterminée par l'étalon et le temps fourni par les passages et dépouillé de ses inégalités à courte période. C'est pour éviter toute équivoque que je désigne ce temps corrigé par les lettres TCI, car il est différent du temps universel corrigé TU2, lequel est calculé selon les recommandations de l'Union Astronomique Internationale, à l'aide des données publiées par le B. I. H. Si l'élimination a été complète, TCI est indépendant à la fois du lieu d'observation et du catalogue d'étoiles utilisé, ce qui n'est pas le cas de TU2. Il se rapporte au pôle moyen, et il est affecté de l'inégalité progressive de la rotation de la terre. Mais l'écart TA—TCI est nécessairement affecté des variations dues soit à des fluctuations de fréquence de l'étalon, soit à une accumulation d'erreurs au cours de l'intégration par laquelle on passe de la fréquence de l'étalon à l'état de l'horloge à quartz qui lui est comparée.

La figure 1 représente les valeurs de TA—TCI trouvées pour Paris (P), Herstmonceux (H), Washington (W) et Neuchâtel (N). Pour faciliter la lecture de ces diagrammes, on a déduit de toutes les ordonnées une correction linéaire de la forme $k(t - t_0)$, k étant égal à 1,300 ms/jour ou à 474,8 ms/an. La variation totale des fonctions à représenter s'en trouve notablement réduite, ce qui permet d'adopter une plus grande échelle pour les ordonnées. Les diagrammes ont été disposés les uns au-dessus des autres de telle manière qu'ils ne s'enchevêtrent pas.

Chaque point du diagramme de Paris représente la moyenne pondérée de 10 à 15 groupes d'une trentaine d'étoiles chacun, observés à l'un des astrolabes O. P. L. de l'Observatoire de Paris; tous les points ont sensiblement le même poids (300 à 450 étoiles). Les valeurs utilisées ici sont

le résultat d'une réduction nouvelle sur machine I. B. M. 650, la précision ayant été poussée aussi loin que possible (on a tenu compte notamment des termes de Battermann de l'aberration). Cette réduction a systématiquement amélioré les poids des divers groupes et le nombre des points du diagramme s'en est trouvé accru de quelques unités. Pour les autres Observatoires, qui ont utilisé des lunettes photographiques zénithales, leurs résultats ont été combinés par groupes de 100 étoiles chacun, comme dans le travail auquel j'ai emprunté une partie de ces données.

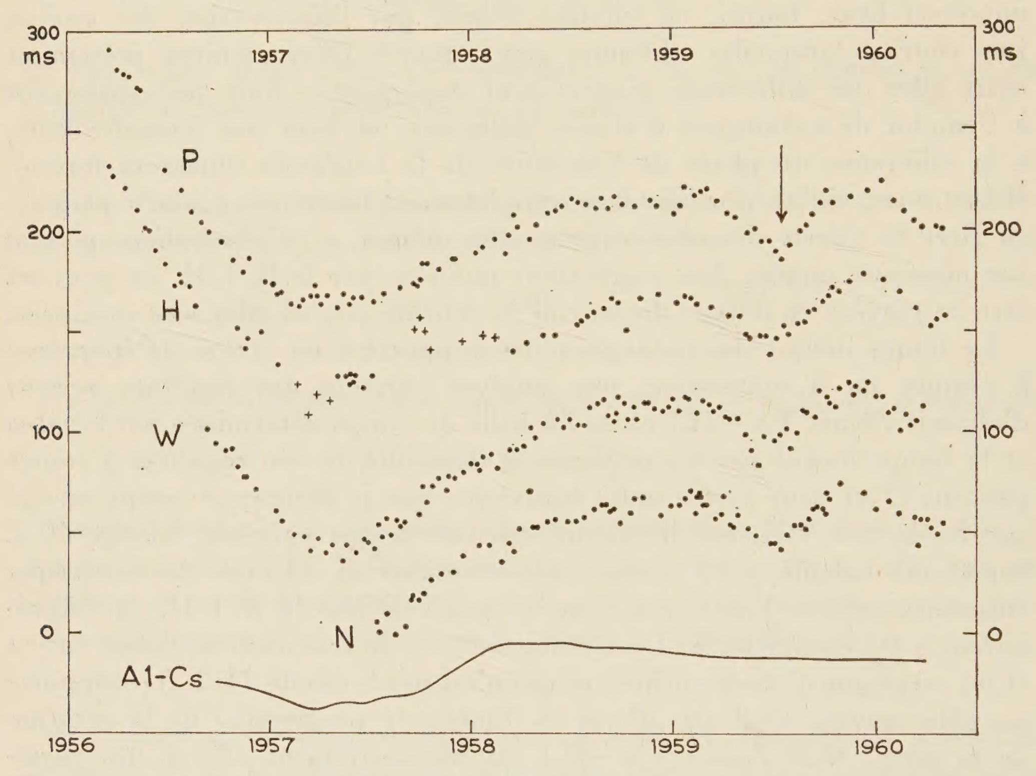


Fig. 1. — Variation de TA—TCI pour Paris (P), Herstmonceux (H) (on a représenté par des croix les valeurs qui n'ont pas été utilisées pour l'établissement de la courbe annuelle); Washington (W), Neuchâtel (N). *En bas*, l'écart A1—Cs entre l'échelle de temps atomique de Washington et celle de l'étalon d'Essen et Parry (Teddington).

Les diagrammes de la figure 1 ont des caractères communs évidents. Ils ne conservent pas la trace d'inégalités à courte période; en particulier, le terme annuel a été correctement éliminé. De 1956 à juillet 1959, ces diagrammes ont la forme d'un S couché. En 1959,55, se présente un point anguleux auquel la dispersion des données donne l'apparence d'un coude brusque; mais dans tous les cas, la pente de la tangente à la courbe qui représente le mieux chaque diagramme passe du négatif au positif, ce qui correspond à un accroissement de la durée du jour, acquis dans un très court intervalle de temps. Les observations de Paris donnent pour cet accroissement 0,79 ms (nouvelle réduction). Les observations de Herstmonceux, Washington et Neuchâtel, traitées par la méthode que

j'ai appliquée dès 1960 à celles de Paris, conduisent aux mêmes conclusions. L'accident de 1959, très apparent sur les quatre courbes, est le seul qu'elles présentent en commun.

Mais à côté d'analogies indiscutables, on note certaines différences entre les courbes de la figure 1. A Paris, les observations de décembre 1958 et du début de janvier 1959 présentent certaines irrégularités dont on retrouve la trace, à un moindre degré, sur celles de Neuchâtel, mais non sur celles de Herstmonceux ni de Washington. Il se peut que l'ouest de l'Europe continentale ait été alors le siège de réfractions accidentelles, mais cette question demanderait une étude spéciale qui n'aurait pas sa place ici.

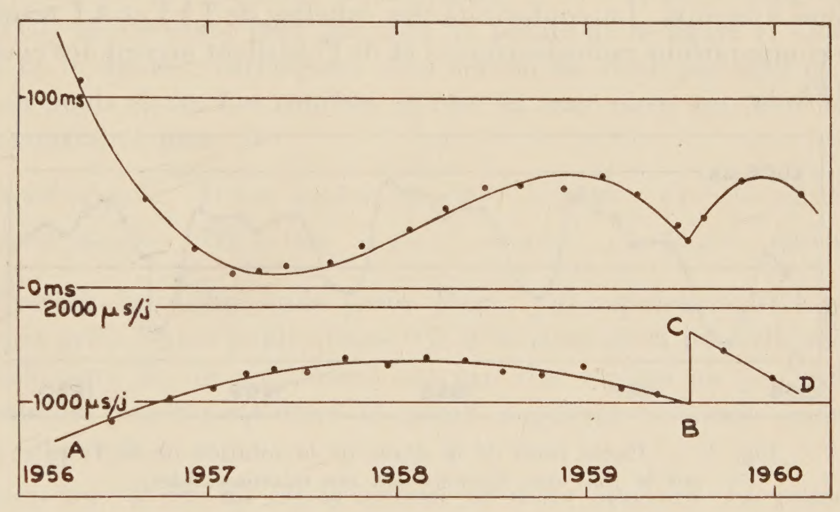


Fig. 2. — *En haut*, variation de TA—TCI d'après les observations de Paris. *En bas*, dérivée δJ de la même fonction, en microsecondes par jour.

D'autres écarts plus importants sont dus certainement à l'emploi d'étalons différents; les plus nets ressortent de la comparaison des courbes P et W en 1956-1957. Les observations de Paris ont été rapportées à un seul et même étalon depuis 1955, celui d'Essen et Parry à jet de césium (désigné par Cs); depuis les derniers mois de 1957, l'Observatoire de Paris a utilisé aussi l'étalon Atomichron installé par M. B. Decaux au Centre National d'Études des Télécommunications à Bagneux, mais pour assurer l'homogénéité des résultats, ils ont été ramenés finalement à l'échelle Cs. L'échelle atomique A 1 de Washington est définie par la fréquence moyenne, arbitrairement pondérée, d'un certain groupe d'étalons de fréquence, dont le nombre paraît avoir augmenté progressivement au cours de la période qui nous intéresse. La courbe tracée en trait plein au bas de la figure 1 représente la variation de l'écart A 1—Cs d'après les résultats de comparaisons radioélectriques des étalons. Cet écart varie lentement et d'une manière quasilinéaire depuis le mois de février 1958, mais au cours des années 1956-1957, sa variation totale a atteint environ 34 ms, quantité

bien supérieure à l'incertitude des mesures astronomiques. Or, de 1956 à 1960, l'écart W—P a varié très sensiblement comme A1—Cs; autrement dit, la différence entre les résultats de Paris et de Washington en 1956-1957 est due uniquement à la différence des échelles de temps atomique utilisées. L'une, au moins, de ces échelles n'a pas eu, à cette époque, l'uniformité qu'on lui supposait, mais pour les départager, il faudrait pouvoir les comparer à une troisième. On peut se demander si ce point sera jamais éclairci, mais il nous suffit de savoir que, de février 1958 à février 1960, l'écart des deux échelles n'a varié progressivement que de 9 ms au total.

L'échelle TA1 de Neuchâtel, définie d'abord par un *Maser* à ammoniac ^{14}N, l'est, depuis juillet 1958, par un *Maser* à ammoniac ^{15}N et par un étalon à césium. La conformité des échelles de TA1 et A1 résulte à la fois de comparaisons radioélectriques et de l'excellent accord des courbes W et N (*fig.* 1).

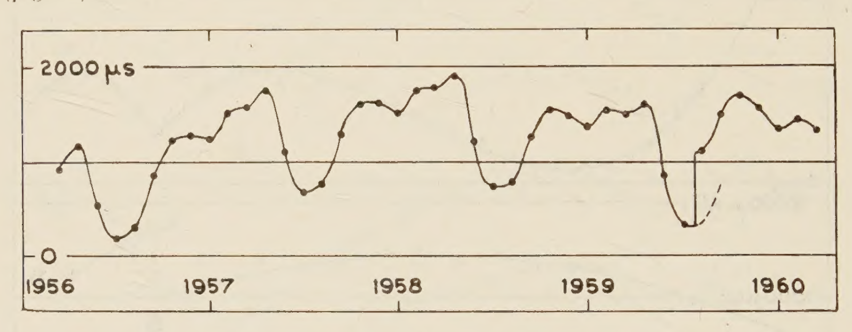


Fig. 3. — Excès total de la durée de la rotation de la Terre sur le jour des *Éphémérides* (en microsecondes).

Les diagrammes de Paris et de Herstmonceux ne sont pas exactement superposables, bien qu'ils se rapportent l'un et l'autre à l'étalon Cs d'Essen et Parry. Ces différences peuvent s'expliquer par de petits écarts dans la comparaison des quartz et de l'étalon de fréquence, engendrant des écarts cumulatifs d'intégration. Les grands services horaires auraient certainement intérêt à coordonner leurs méthodes de travail.

Durée de la rotation de la terre. — L'écart total ΔJ entre la durée de la rotation de la Terre et le jour des *Éphémérides*, constamment variable, est la somme de l'écart progressif obtenu en dérivant la fonction représentée par la figure 1, et de la dérivée de la variation annuelle de la rotation de la Terre. Mais cette seconde fonction n'a pas encore été isolée. Ce que j'ai appelé *terme annuel* ([1]) comprend, en effet, outre cette variation, les effets cumulés de la nutation forcée, de la variation de la verticale et de l'erreur systématique du catalogue des étoiles observées.

Les données relatives à la nutation forcée sont si peu sûres ([2]) qu'il semble pratiquement impossible de l'éliminer. On la laissera donc incluse dans le terme annuel, la rotation de la Terre ainsi définie se rapportant alors, non au pôle moyen, mais au pôle instantané affecté de la nutation

forcée. La durée calculée dépendra, dans une faible mesure, des coordonnées géographiques du lieu d'observation, ce qui ne peut avoir de conséquences pour l'étude de l'événement de juillet 1959. Quant aux variations de la verticale, on ne possède aucune information, même vague, à leur sujet.

Restent les erreurs systématiques du catalogue. B. Guinot [3] a montré comment on pouvait en affranchir le catalogue des étoiles observables à l'astrolabe, et c'est son catalogue amélioré qui a servi à l'établissement de la courbe annuelle de Paris [1]. Cette raison, jointe au fait que les observations de Paris sont rapportées depuis 1955 à un seul et même étalon, me les fait choisir pour le calcul de ΔJ.

On a représenté, en haut de la figure 2, la variation progressive de TA—TCI, en associant cinq par cinq les points de la figure 1. Chacun des points de la figure 2 correspond ainsi à 1500 ou 2 000 passages et possède donc un poids élevé. Les courbes tracées en trait plein ont pour équation, à une constante près :

$$\text{avant } 1959{,}55 : \quad \text{TCI} = 419\,\theta + 93{,}9\,\theta^2 - 27{,}76\,\theta^3 \qquad (\theta = t - 1957{,}0);$$
$$\text{après } 1959{,}55 : \quad \text{TCI} = 1465 + 451\,\tau - 210\,\tau^2 \qquad (\tau = t - 1960{,}0);$$

l'unité étant la milliseconde [pour Paris, j'ai représenté TCI par Tap dans mes précédentes publications [4]]. A la suite de la nouvelle réduction, les coefficients de ces polynomes ont pris des valeurs un peu différentes des valeurs primitives, mais le point anguleux se situe encore vers le 20 juillet 1959.

Comme on l'a dit, ΔJ est la somme de deux dérivées. La contribution des deux polynomes est, exprimée en microsecondes :

$$\text{avant } 1959{,}55 : \quad \partial J = 1147 + 514\,\theta - 228\,\theta^2;$$
$$\text{après } 1959{,}55 : \quad \partial J = 1247 - 1150\,\tau.$$

Ces fonctions sont représentées par des courbes au bas de la figure 2, les points figurant le résultat de la dérivation numérique.

Quant à la dérivée du terme annuel, elle peut s'obtenir soit à partir d'un développement en série de Fourier, soit plus simplement par dérivation numérique. Circonstance remarquable, la courbe annuelle pour Paris est quasi rectiligne, du début de juin au début de septembre, et dans cet intervalle, la durée de la rotation de la Terre ne varie pratiquement pas du fait du terme annuel. En conséquence, la courbe représentant la variation totale de ΔJ doit accuser très nettement la discontinuité survenue vers la mi-juillet 1959, puisqu'aucun accident annuel ne vient la masquer. C'est ce dont on peut s'assurer en examinant la figure 3. Même si l'on arrondissait les angles aux deux extrémités du segment vertical, la variation de la durée du jour différerait encore essentiellement, en 1959, de ce qu'elle a été au cours des années précédentes.

Or, la courbe 3, qui a été obtenue ici par une *analyse* des observations, faite sous certaines hypothèses, *et suivie d'une recombinaison*, peut s'établir directement, *sans hypothèses ni analyse préalables*, à partir des observations corrigées seulement du terme chandlérien, car elle représente la dérivée de la différence TA—TU 1/2. On a proposé récemment de reporter sur la variation annuelle l'anomalie que j'attribue à la variation progressive; en d'autres termes, la courbe annuelle que j'ai établie ne serait pas applicable à l'année 1959. Cette hypothèse fera l'objet d'une troisième Note, mais on peut remarquer dès à présent qu'un changement de phase de *plusieurs mois* serait nécessaire pour rendre compte de l'allure de la courbe 3, sans parler d'autres altérations sur lesquelles je reviendrai.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 2039.

(2) A. Danjon, *Bull. Astr.*, 23, 1960, p. 187-230.

(3) B. Guinot, *Bull. Astr.*, 22, 1958, p. 1-71.

(4) *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 206 et 2254, et 250, 1960, p. 1399.

(5) S'il est facile de représenter par une cubique les observations de Paris, de 1956 à juillet 1959, cette propriété ne s'étend pas aux observations de Washington, car on ne peut donner une représentation algébrique simple de la courbe A1-Cs de la figure 1 ci-dessus. Mais la représentation algébrique des observations n'a joué qu'un rôle accessoire, en rendant plus aisée la dérivation; on peut se contenter de la dérivation numérique, comme on le montre dans le cours de la présente Note.

(*Observatoire de Paris.*)

PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Étude comparative de la structure fine de divers types de fibres cellulosiques artificielles.* Note (*) de MM. **Claude Sella**, **Dominique Chaperot** et **Jean-Jacques Trillat**.

Si la connaissance de la structure fine des fibres synthétiques a considérablement progressé au cours de ces dernières années, l'architecture des fibres macromoléculaires naturelles est encore mal connue. Il est en effet difficile d'analyser et de reproduire expérimentalement les différents stades de leur formation et de leur organisation structurale.

La classe des fibres cellulosiques artificielles permet toutefois d'aborder ce problème, puisqu'à partir de macromolécules de cellulose on arrive à réaliser des fibres dont les propriétés sont très voisines de celles des textiles cellulosiques naturels comme le coton. Les travaux effectués au cours de ces dernières années, dans le but d'améliorer les propriétés de ces fibres artificielles, ont en effet conduit à une gamme de produits allant des fibrannes et des rayonnes classiques aux rayonnes haute ténacité et aux fibres polynosiques dont les propriétés physiques et mécaniques sont tout à fait comparables à celles du coton.

Il était donc intéressant d'étudier l'architecture de ces divers types de fibres cellulosiques artificielles et d'essayer de les différencier en fonction de leurs conditions de cristallisation. Dans ce travail nous nous sommes proposés, en utilisant comme méthode d'investigation la microscopie électronique, de faire cette étude comparative et d'examiner également le comportement et la résistance des microfibrilles aux acides et aux agents alcalins.

Nous nous sommes limités à trois types de fibres : une rayonne viscose, une fibranne classique et une fibre polynosique du type BX. Ces fibres ont un diamètre moyen de l'ordre d'une dizaine de microns. L'examen au microscope électronique de leur surface latérale permet une première différenciation des trois types de fibres mais donne assez peu d'informations sur leur structure interne. Les figures 1, 2 et 3 montrent les aspects caractéristiques de la surface de ces fibres. La méthode utilisée pour ces observations est celle de la double empreinte. Cette méthode consiste à effectuer une première empreinte plastique de la fibre en utilisant pour cela soit du polystyrène ramolli par chauffage, soit une solution de formvar dans la dichloréthane. Après décollement, cette empreinte plastique est ombrée au platine et recouverte d'un film de carbone. Il suffit alors de dissoudre le polymère qui a servi à faire la première empreinte et de recueillir le film de carbone ombré au platine qui constitue alors une réplique fidèle de la surface de la fibre.

Les fibres de rayonne viscose examinées par cette méthode ont une surface caractérisée par des systèmes de courtes stries orientées. Cet aspect visible sur la figure 1 a déjà été observé par quelques auteurs.

La surface des fibrannes (*fig.* 2) présente également des striations assez analogues mais plus longues, mieux orientées et caractéristiques d'une structure fibrillaire plus prononcée.

Les fibres polynosiques (*fig.* 3) ont une surface nettement différente et couverte de très longues stries parallèles laissant présager une structure fibrillaires très différenciée.

Toutefois, les conclusions qu'on peut tirer de l'observation de la surface latérale des fibres sont assez fragiles et ne permettent pas de se faire une idée de la structure interne et de l'architecture véritable de ces fibres. Pour préciser ces derniers points nous avons essayé de désagréger les fibres en les soumettant à un traitement de défibrillation devant permettre d'observer les microfibrilles élémentaires. Si dans les cas les plus favorables on peut obtenir une bonne défibrillation par hydrolyse et par agitation et broyage mécanique, la technique de choix pour ce genre d'étude est l'utilisation de faisceaux d'ultrasons; c'est cette dernière technique que nous avons utilisée. Après différents essais nous avons adopté des faisceaux d'ultrasons de fréquence assez basse, aux environs de 25 kc, la puissance de défibrillation étant en effet beaucoup plus grande aux basses fréquences qu'aux fréquences plus élevées. Les fibres coupées en morceaux de quelques fractions de millimètre de longueur sont placées en suspension dans l'eau à l'intérieur d'un tube de verre cylindrique d'environ 1 cm de diamètre et dont le fond plat a été aminci pour permettre une meilleure transmission des ultrasons. Ce tube est plongé dans l'eau contenue dans une cuve où se transmet le faisceau d'ultrasons produit par un projecteur à magnétostriction alimenté par un générateur haute fréquence. Après le traitement de défibrillation aux ultrasons, quelques gouttes de la suspension de fibrilles sont placées sur une lame de verre et séchées. Cette préparation est alors ombrée au platine et recouverte par évaporation sous vide d'un film de carbone. Les fibrilles ainsi ombrées et fixées dans le carbone sont examinées au microscope électronique.

On peut alors différencier beaucoup plus nettement les trois types de fibres d'après l'aspect des édifices fibrillaires élémentaires tels qu'ils apparaissent après le traitement de défibrillation aux ultrasons.

1° Dans le cas des rayonnes viscoses classiques, on observe très peu d'architectures fibrillaires, mais surtout des cristallites de cellulose formant par endroit des ébauches de fibrilles. Cette structure pseudofibrillaire résulte des procédés de fabrication de ces rayonnes, basés sur une régénération *rapide* par filage dans un bain acide, d'une solution sodique d'un ester cellulosique, le xanthate de cellulose.

2° Les rayonnes haute ténacité et les fibrannes dont les procédés de filage permettent au cours de l'étirage et du séchage du gel de viscose

une meilleure orientation des molécules et des petits cristallites de cellulose, présentent une structure microfibrillaire plus prononcée et illustrée par la figure 4 relative à une fibranne soumise pendant 1 h à l'action d'un faisceau d'ultrasons de 25 kc. Les fibrilles ont un diamètre de l'ordre de 100 à 200 Å. Elles sont assez courtes et peu homogènes. Leur longueur moyenne est inférieure à 1 μ.

3° Pour obtenir des microfibrilles très développées et hautement différenciées il faut s'adresser à la classe des fibres nouvelles du type polynosique. Ces fibres sont préparées, d'une part, en partant de matières premières formées de molécules de cellulose ayant un degré de polymérisation aussi élevé et aussi homogène que possible, d'autre part, en utilisant une technique de filage permettant au cours de l'étirage une orientation maximale des chaînes entraînant par hydrolyse lente des groupes xanthiques la formation de cristallites de grandes dimensions, bien formés et bien orientés, qui s'organisent en fibrilles très longues, tout à fait comparables à celles observées dans les textiles cellulosiques naturels comme le coton. La figure 5 montre l'aspect des microfibrilles obtenues par défibrillation aux ultrasons pendant 1 h d'une fibre polynosique du type BX. Les fibrilles élémentaires sont très longues et peuvent atteindre plusieurs microns de longueur. Leur diamètre moyen est de l'ordre de 200 à 300 Å.

Si avant d'effectuer le traitement de défibrillation, on soumet les fibres à l'action d'agents alcalins ou d'acides, l'aspect des microfibrilles, après désagrégation de la fibre par les ultrasons, donne d'importants renseignements sur la résistance du polymère aux attaques chimiques.

C'est ainsi qu'une rayonne ou une fibranne classique soumise pendant quelques minutes, à température ambiante, à l'action d'une solution d'acide sulfurique à 60 % est fortement attaquée. Les particules obtenues par désagrégation de la fibre ainsi traitée ne présentent plus aucun caractère fibrillaire.

Les photographies 6 et 10 montrent l'aspect d'une fibre de rayonne (*fig.* 6) et d'une fibranne (*fig.* 10) au début de l'attaque sulfurique. Après une attaque prolongée à l'acide, les fibres se résolvent en particules plus ou moins globulaires de diamètre moyen de l'ordre de 200 à 400 Å et ont perdu tout aspect fibrillaire comme le montrent les figures 7 dans le cas de la rayonne et 11 dans le cas de la fibranne.

Les films polynosiques au, contraire, grâce à leur degré de polymérisation élevé et à la forte organisation cristalline des fibrilles, résistent beaucoup mieux aux acides. On peut se rendre compte de cette résistance remarquable en examinant la figure 14 montrant l'aspect des fibrilles après une attaque poussée d'une fibre polynosique du type BX par une solution à 62 % d'acide sulfurique. Les fibrilles, initialement très longues, ont été évidemment attaquées et fragmentées mais l'aspect microfibrillaire subsiste.

L'étude comparative de l'action des agents alcalins et en particulier des solutions de soude présente également un grand intérêt.

Les rayonnes et les fibrannes classiques sont, comme dans le cas de l'attaque acide, fortement dégradées par les solutions de soude et les produits de dégradation obtenus n'ont plus aucun caractère fibrillaire.

La rayonne après une attaque de quelques minutes à température ambiante par une solution à 15 % de soude présente l'aspect de la figure 8. Après une attaque prolongée par une solution de soude à 30 %, les particules obtenues après traitement aux ultrasons ont perdu tout aspect fibrillaire (*fig.* 9).

Il en est de même pour la fibranne, dont les fibrilles soumises à une attaque par la soude à 30 %, sont fortement gonflées et se désagrègent peu à peu en particules globulaires de 300 à 400 Å de diamètre, visibles sur les figures 12 et 13.

Les fibres polynosiques, au contraire, en raison de leur structure particulière, résistent remarquablement aux agents alcalins. La figure 15 montre l'aspect des microfibrilles polynosiques soumises pendant plusieurs heures à l'action d'une solution de soude à 30 %. Les fibrilles sont totalement inattaquées et pratiquement identiques à celles observées sur les fibres originales non traitées à la soude (*fig.* 5). Des résultats analogues ont été

EXPLICATION DES PLANCHES.

PLANCHE I.

Fig. 1. — Surface latérale d'une fibre de rayonne viscose (réplique polystyrène, carbone-platine). (G × 20 000.)

Fig. 2. — Surface latérale d'une fibre de fibranne. (G × 20 000.)

Fig. 3. — Surface latérale d'une fibre polynosique de type BX. (G × 20 000.)

Fig. 4. — Microfibrilles obtenues par défibrillation aux ultrasons d'une fibranne classique; durée du traitement : 1 h. (G × 12 000.)

Fig. 5. — Microfibrilles obtenues par défibrillation d'une fibre polynosique du type BX; durée du traitement aux ultrasons : 1 h. (G × 15 000.)

Fig. 6 et 7. — Début d'attaque (*fig.* 6) et attaque poussée (*fig.* 7) d'une fibre de rayonne classique par une solution d'acide sulfurique à 62 %. Défibrillation aux ultrasons. [G × 8 000 (*fig.* 6); G × 20 000 (*fig.* 7).]

Fig. 8. — Début d'attaque d'une fibre de rayonne viscose par une solution de soude à 15 %. (G × 10 000.)

Fig. 9. — Attaque poussée d'une fibre de rayonne viscose par une solution de soude à 30 %. (G × 20 000.)

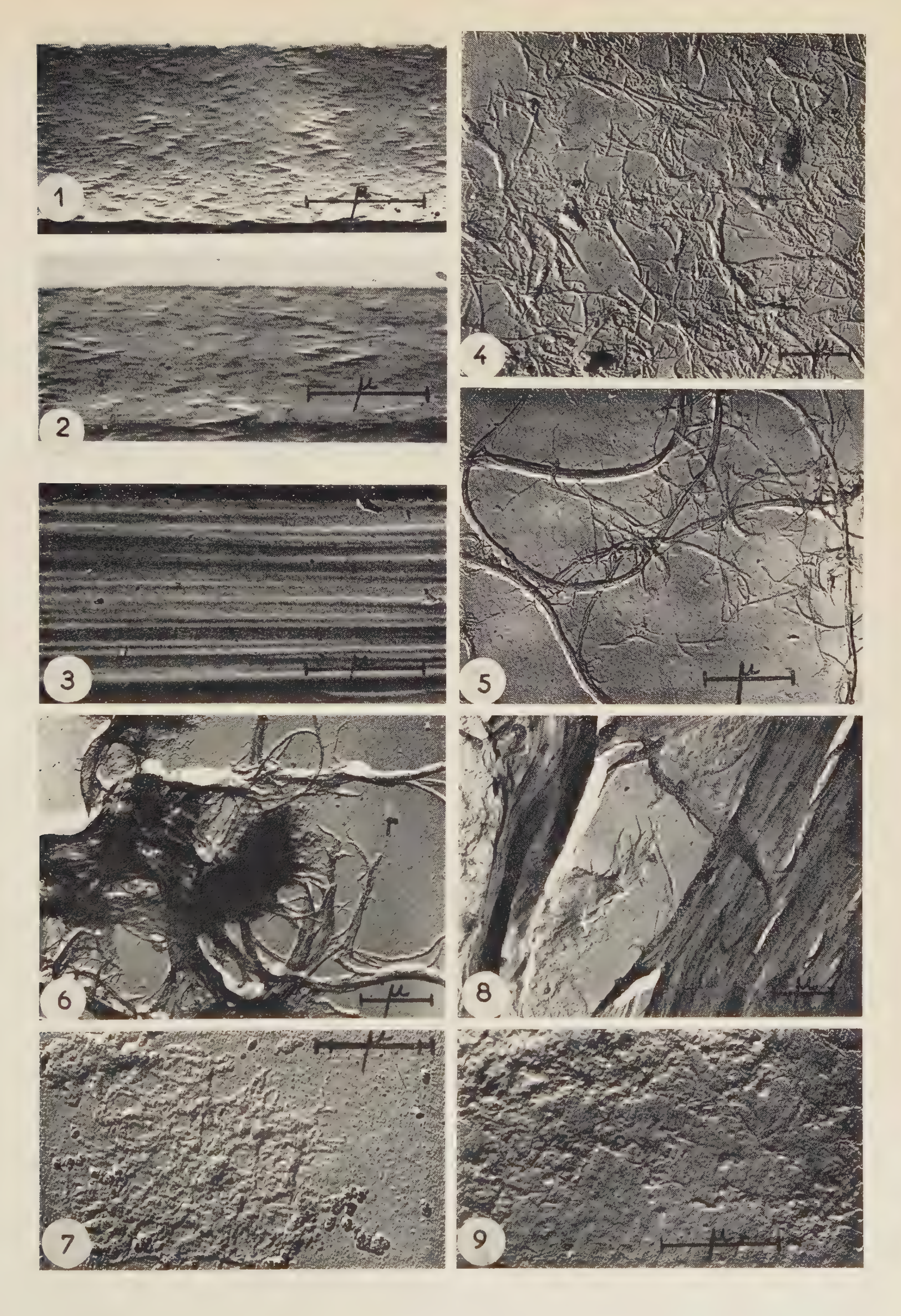
PLANCHE II.

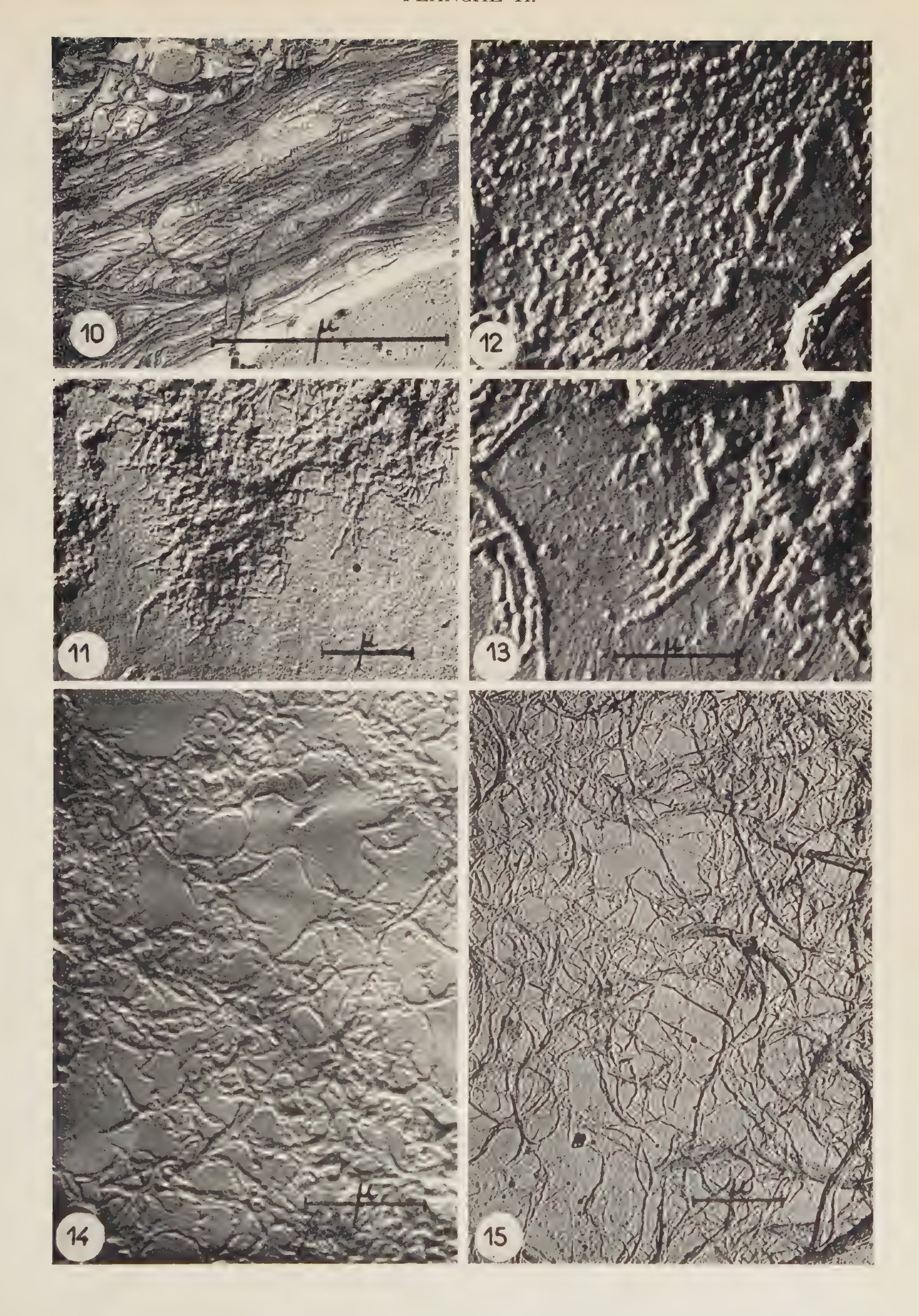
Fig. 10 et 11. — Début d'attaque (*fig.* 10) et attaque poussée (*fig.* 11) d'une fibranne classique par une solution concentrée d'acide sulfurique. [G × 40 000 (*fig.* 10); G × 15 000 (*fig.* 11).]

Fig. 12 et 13. — Attaque poussée d'une fibranne par une solution de soude à 30 %. Défibrillation aux ultrasons. (G × 20 000.)

Fig. 14. — Attaque poussée d'une fibre polynosique du type BX par une solution sulfurique concentrée (62 %). Défibrillation aux ultrasons. (G × 20 000.)

Fig. 15. — Attaque poussée d'une fibre polynosique du type BX par une solution de soude à 30 %. (G × 15 000.)


1
2
3
4
5
6
7
8
9
μ


10
μ
12
11
μ
13
μ
14
μ
15

obtenus en faisant varier les durées d'attaque entre quelques minutes et 24 h, à des températures comprises entre 20 et 80° C par des solutions sodiques à des concentrations allant de 10 à 30 %.

Cette résistance remarquable des fibres polynosiques aux agents alcalins est d'ailleurs confirmée par le fait que leurs diagrammes de diffraction aux rayons X ne sont pratiquement pas modifiés après attaque à la soude alors que ceux des rayonnes et fibrannes le sont fortement et indiquent une désorganisation profonde de ce genre de fibres sous l'action des agents alcalins.

Cette étude comparative de la structure fine et des propriétés de ces trois types de fibres cellulosiques artificielles sera complétée prochainement par un examen en microscopie électronique de coupes ultraminces transversales et longitudinales permettant d'observer les arrangements fibrillaires à l'intérieur même des fibres et la présence de microvacuoles ou d'hétérogénéités structurales.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(Laboratoire de Rayons X du C. N. R. S., Bellevue, Seine-et-Oise et Laboratoire de Recherches et d'Applications du C. T. A., Bezons, Seine-et-Oise.)

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

PRÉSENTÉS OU TRANSMIS PAR LES MEMBRES ET CORRESPONDANTS.

ALGÈBRE. — *Sur une classe de nombres reliés aux nombres de Stirling*. Note (*) de M. **Dragoslav S. Mitrinović**, présentée par M. Maurice Fréchet.

Pour les nombres $R_n^r(a, b)$, définis par (1.1), on indique une suite d'égalités intéressantes. Ces nombres sont liés avec les nombres de Stirling de première espèce S_n^r par l'égalité (1.4). On donne un procédé pour obtenir les formules exprimant $S_{2n}^r, S_{3n}^r, \ldots, S_{kn}^r, \ldots$ comme fonctions des nombres de Stirling $S_n^1, S_n^2, \ldots, S_n^n$.

1. Nous allons définir les nombres $R_n^r(a, b)$ (n, r, entiers non négatifs; a, b, nombres complexes avec $b \neq 0$) au moyen de l'égalité suivante :

$$\prod_{r=0}^{n-1} \{ x - (a + br) \} = \sum_{r=0}^{n} R_n^r(a, b)\, x^r. \tag{1.1}$$

Les nombres $R_n^r(a, b)$ vérifient l'équation aux différences finies que voici

$$R_{n+1}^r(a, b) = R_n^{r-1}(a, b) - (a + bn)\, R_n^r(a, b). \tag{1.2}$$

Considérons maintenant l'égalité

$$\prod_{r=0}^{n-1} (x - r) = \sum_{r=1}^{n} S_n^r x^r, \tag{1.3}$$

avec

$$S_0^0 = 1, \qquad S_n^0 = 0 \quad (n \geq 1), \qquad S_n^r = 0 \quad (r > n).$$

A l'égalité (1.3) qui définit les nombres de Stirling de première espèce on peut donner la forme suivante :

$$\prod_{r=0}^{n-1} (bx - br) = \sum_{r=1}^{n} S_n^r b^{n-r} (bx)^r$$

ou

$$\prod_{r=0}^{n-1} \{ (bx + a) - (br + a) \} = \sum_{r=1}^{n} S_n^r b^{n-r} \{ (bx + a) - a \}^r$$

ou bien

$$\prod_{r=0}^{n-1} \{ z - (a + br) \} = \sum_{r=1}^{n} S_n^r b^{n-r} (z - a)^r, \qquad \text{avec} \quad bx + a = z.$$

Vu l'égalité (1.1), la dernière égalité prend la forme suivante :

$$\sum_{r=0}^{n} \mathrm{R}_n^r(a,\, b)\, z^r = \sum_{r=1}^{n} \mathrm{S}_n^r\, b^{n-r} (z-a)^r,$$

d'où il s'ensuit

$$\mathrm{R}_n^r(a,\, b) = \sum_{k=0}^{n-r} (-1)^k a^k b^{n-r-k} \binom{r+k}{k} \mathrm{S}_n^{r+k}. \tag{1.4}$$

Par suite, la fonction $\mathrm{R}_n^r(a,\, b)$, donnée par (1.4), est la solution de l'équation aux différences finies (1.2).

2. Les cas particuliers de $\mathrm{R}_n^r(a,\, b)$ sont

$$\mathrm{R}_n^r(0,\, 2) = \sigma_n^r = 2^{n-r}\mathrm{S}_n^r, \tag{2.1}$$

$$\mathrm{R}_n^r(1,\, 2) = \tau_n^r = \sum_{k=0}^{n-r} (-1)^k 2^{n-r-k} \binom{r+k}{k} \mathrm{S}_n^{r+k}, \tag{2.2}$$

$$\mathrm{R}_n^r(0,\, b) = b^{n-r}\mathrm{S}_n^r. \tag{2.3}$$

Entre σ_n^r et τ_n^r il existe les égalités intéressantes

$$\tau_n^r = \sum_{k=0}^{n-r} (-1)^k \binom{r+k}{k} \sigma_n^{r+k},$$

$$\sigma_n^r = \sum_{k=0}^{n-r} \binom{r+k}{k} \tau_n^{r+k}.$$

3. Partons maintenant de l'égalité

$$\prod_{k=0}^{2n-1} (x-k) = \sum_{r=1}^{2n} \mathrm{S}_{2n}^r\, x^r, \tag{3.1}$$

avec

$$\mathrm{S}_0^0 = 1, \qquad \mathrm{S}_n^0 = 0 \quad (n \geqq 1), \qquad \mathrm{S}_{2n}^r = 0 \quad (r > 2n).$$

L'équation (3.1) s'écrit aussi sous la forme suivante :

$$\left(\sum_{r=1}^{n} \sigma_n^r\, x^r\right)\left(\sum_{r=0}^{n} \tau_n^r\, x^r\right) = \sum_{r=1}^{2n} \mathrm{S}_{2n}^r\, x^r.$$

De là, vu les formules (2.1) et (2.2), on trouve

$$\mathrm{S}_{2n}^r = \sum_{k=0}^{r} \left\{ 2^{n-r+k}\mathrm{S}_n^{r-k} \sum_{v=0}^{n-k} (-1)^v \binom{k+v}{v} 2^{n-k-v} \mathrm{S}_n^{k+v} \right\}. \tag{3.2}$$

Grâce à cette formule, le nombre de Stirling S_{2n}^r peut être calculé au moyen des nombres $\mathrm{S}_n^1,\ \mathrm{S}_n^2,\ \ldots,\ \mathrm{S}_n^n$.

Si l'on part de l'égalité

$$(3.3)\qquad \prod_{k=0}^{n-1}(x-3k)=\sum_{r=1}^{n}R_n^r(0,3)\,x^r,$$

on obtient la formule exprimant S_{3n}^r au moyen des $S_n^1, S_n^2, \ldots, S_n^n$.

Pour démontrer ceci, dans (3.3) posons $x-1$ au lieu de x. On obtient

$$(3.4)\qquad \prod_{k=0}^{n-1}(x-3k-1)=\sum_{r=1}^{n}R_n^r(0,3)\,(x-1)^r.$$

Si dans la dernière égalité, on pose $x-1$ au lieu de x, on obtient

$$(3.5)\qquad \prod_{k=0}^{n-1}(x-3k-2)=\sum_{r=1}^{n}R_n^r(0,3)\,(x-2)^r.$$

Après la multiplication des égalités (3.3), (3.4), (3.5), membre à membre, on trouve

$$\prod_{k=0}^{3n-1}(x-k)=\sum_{r=1}^{3n}S_{3n}^r x^r=\left(\sum_{r=1}^{n}3^{n-r}S_n^r x^r\right)\left(\sum_{r=1}^{n}3^{n-r}S_n^r(x-1)^r\right)\left(\sum_{r=1}^{n}3^{n-r}S_n^r(x-2)^r\right).$$

On en tire la formule exprimant S_{3n}^r au moyen de $S_n^1, S_n^2, \ldots, S_n^n$. Le procédé est applicable pour déterminer les $S_{4n}^r, S_{5n}^r, S_{6n}^r, \ldots$. Dans une étude qui paraîtra dans les *Publications de la Faculté d'Électrotechnique de l'Université de Belgrade*, série : *Mathématique et physique*, les résultats de cette Note seront développés.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(*Faculté d'Électrotechnique de l'Université de Belgrade, Département mathématique, Belgrade, Yougoslavie.*)

ALGÈBRE. — *Demi-groupes quasi-inversifs.*
Note (*) de Mlle **Josette Calais**, présentée par M. Henri Villat.

Dans cette Note, nous étudions les demi-groupes quasi-inversifs, c'est-à-dire ceux dans lesquels tout idéal à droite ou à gauche est idempotent; tout demi-groupe inversif ([1]) est quasi inversif, mais la réciproque n'est pas vraie ([2]). Nous montrons aussi que le produit de deux quasi-idéaux d'un demi-groupe n'est pas nécessairement un quasi-idéal ([3]).

Soient un demi-groupe D, l'ensemble $\mathfrak{R}$ de ses idéaux à droite, l'ensemble $\mathfrak{L}$ de ses idéaux à gauche, l'ensemble $\mathfrak{M}$ de ses quasi-idéaux.

1. Propriété 1.1. — *Les deux conditions suivantes sont équivalentes :*

α. *Pour tout* $R \in \mathfrak{R}$, *on a* $R^2 = R$;

β. *Pour tout* $x \in D$, *on a* $x \in xDxD$.

Définition. — *Un demi-groupe quasi-inversif est un demi-groupe dans lequel tout idéal à droite ou à gauche est idempotent.*

Propriété 1.2. — *Une condition nécessaire et suffisante pour que* D *soit quasi inversif est que, pour tout* $x \in D$, *il existe* $a, b, a', b', \in D$ *tels que*

(1) $$x = xaxb \quad \text{et} \quad x = a'xb'x.$$

Conséquence. — *Si* D *est quasi-inversif, quel que soit* $x \in D$, xD *est le plus petit idéal à droite contenant* x.

Propriété 1.3. — *Si, pour tout* $x \in D$, *il existe* $a, b, u \in D$ *tels que*

$$x = xaxb \quad \text{et} \quad x = ux^2 \quad (D \text{ est inversif}).$$

Propriété 1.4. — *Une condition nécessaire et suffisante pour que* D *soit inversif est que, pour tout* $x \in D$, *il existe* $a, b, c \in D$ *tels que*

(1') $$x = xaxb \quad \text{et} \quad x = cxax.$$

Les relations (1') ne sont autres que les relations (1) avec la condition supplémentaire : $b' = a$. Le contre-exemple suivant montre que *les relations* (1) *ne sont pas suffisantes pour que* D *soit inversif.*

Exemple. — Soit D_1 un demi-groupe non inversif. A tout $x \in D_1$, associons quatre éléments a_x, b_x, a'_x, b'_x. Soit Δ_1 l'ensemble de ces éléments. Nous considérons l'ensemble des mots M, non vides, formés à l'aide des éléments de D_1 et de Δ_1. Nous appellerons *réduction* effectuée sur M l'une ou l'autre des opérations suivantes :

1° Remplacement du groupement $x.y$ ($x, y \in D_1$) par l'élément xy de D_1;

2° Remplacement :

soit du groupement $x.a_x.x.b_x$ par $x \in D_1$,

soit du groupement $a'_x.x.b'_x.x$ par $x \in D_1$,

soit du groupement $x.a_y.y.b_y$ par $x \in D_1$ si $x = ty$ dans D_1,

soit du groupement $a'_z.z.b'_z.x$ par $x \in D_1$ si $x = zu$ dans D_1.

En effectuant successivement, et *autant de fois qu'il est possible*, les réductions 1° et 2° sur M, nous obtenons un mot M_1 dit *irréductible*.

Nous démontrons qu'étant donné un mot M, quel que soit l'ordre dans lequel on effectue les réductions, on obtient toujours le même mot irréductible M_1. Nous pouvons alors définir le produit de deux mots irréductibles. L'ensemble des mots irréductibles est ainsi un demi-groupe D_2 tel que $D_1 \subset D_2$.

De plus, nous démontrons que $x \in D_1$ et $x \notin x D_1 x$ entraînent $x \notin x D_2 x$.

Comme nous avons construit D_2 à partir de D_1, nous construisons D_3 à partir de D_2. La construction se poursuit par récurrence. Nous obtenons une suite dénombrable de demi-groupes : $D_1 \subset D_2 \subset D_3 \subset \ldots \subset D_n \subset \ldots$ et le demi-groupe $D = \bigcup_{n=1}^{\infty} D_n$ est quasi-inversif mais non inversif.

2. Propriété 2.1. — *Si* D *est quasi-inversif, quel que soit* $x \in D$, $xD \cap Dx$ *est le plus petit quasi-idéal contenant* x.

Propriété 2.2. — *Les conditions suivantes sont équivalentes :*

α. D *est quasi inversif;*

β. *Pour tout* $M \in \mathfrak{M} : M = (MD)^2 \cap (DM)^2$;

γ. *Pour tout* $R \in \mathfrak{R}$ *et tout* $L \in \mathfrak{L} : R \cap L = (RLD)^2 \cap (DRL)^2$.

L. Kovacs [2] a démontré le théorème suivant : *Une condition nécessaire et suffisante pour qu'un* anneau A *soit régulier (au sens de von Neumann) est que, pour tout idéal à droite* R *et tout idéal à gauche* L, $RL = R \cap L$.

Ce théorème peut être démontré pour les demi-groupes inversifs. Il montre que dans un demi-groupe inversif D, RL est un quasi-idéal quels que soient $R \subset \mathfrak{R}$ et $L \in \mathfrak{L}$. Plus généralement, nous avons la propriété suivante [4] : si D est inversif, le produit de deux quasi-idéaux est un quasi-idéal. Le demi-groupe D de l'exemple précédent montre qu'*en général le produit de deux quasi-idéaux d'un demi-groupe n'est pas nécessairement un quasi-idéal.*

En effet, soit $x \in D$ et $x \notin x D x$. Puisque D est quasi inversif,

$$x \in xD = xDxD \qquad \text{et} \qquad x \in Dx = DxDx,$$

xD et Dx sont des quasi-idéaux de D. Si leur produit xDx était un quasi-idéal, on aurait $(xDx)D \cap D(xDx) \subseteq xDx$, c'est-à-dire $xDxD \cap DxDx \subseteq xDx$; par suite x appartiendrait à xDx, ce qui est contraire à l'hypothèse.

Théorème 2.1. — *Une condition nécessaire et suffisante pour qu'un demi-groupe* D *soit inversif est que, quels que soient* $R \in \mathfrak{R}$ *et* $L \in \mathfrak{L}$, *on ait*

(1) $R^2 = R$;

(2) $L^2 = L$;

(3) RL *est un quasi-idéal.*

Nous savons que les conditions (1) et (2) n'entraînent pas (3). D'autre part, en prenant comme exemple le demi-groupe de Baer et Levi [5], on voit que les conditions (2) et (3) n'entraînent pas (1).

PROPRIÉTÉ 2.3. — *Les deux conditions suivantes sont équivalentes :*

α. *Pour tout* $R \in \mathfrak{R}$ *et tout* $L \in \mathfrak{L}$, $(R \cap L)^2 = R \cap L$,

β. *Pour tout* $x \in D$, *on a* $x \in xDx^2Dx$.

On remarque que la condition α est équivalente à la condition : $M^2 = M$ pour tout $M \in \mathfrak{M}$. D'autre part, un demi-groupe D vérifiant la condition β est réunion de demi-groupes simples inversifs ([6]).

THÉORÈME 2.2. — *Dans un demi-groupe* D *les deux conditions suivantes sont équivalentes :*

1° *tout quasi-idéal de* D *est idempotent;*

2° D *est réunion de demi-groupes simples inversifs.*

Tout demi-groupe inversif n'est pas réunion de demi-groupes simples inversifs ([6]), donc les quasi-idéaux d'un demi-groupe inversif ne sont pas nécessairement idempotents.

3. *Remarques.* — Les propriétés 1.1, 1.2, 1.4, 2.1, 2.2 peuvent être démontrées pour les anneaux. D'autre part dans un anneau A les conditions suivantes sont équivalentes :

1° A est régulier sans élément nilpotent non nul;

2° $x \in x^2A$, quel que soit $x \in A$;

3° $x \in xAx^2Ax$, quel que soit $x \in A$;

4° $(R \cap L)^2 = R \cap L$, quel que soit l'idéal à droite R et l'idéal à gauche L;

5° $M^2 = M$, quel que soit le quasi-idéal M.

De plus, on démontre que, dans un anneau régulier sans élément nilpotent non nul, tout idéal à gauche ou à droite est bilatère et par suite tout quasi-idéal est un idéal bilatère. Mais comme le montre l'anneau des matrices carrées d'ordre 2 sur un corps K, tout anneau régulier n'est pas sans élément nilpotent non nul.

(*) Séance du 10 avril 1961.

([1]) *Cf.* G. THIERRIN, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 376.

([2]) Ce problème a été posé à propos des anneaux réguliers par L. KOVACS. *Publication Mathematicæ*, 4, fasc. 3-4, Debrecen, 1956, p. 465.

([3]) *Cf.* O. STEINFELD, *Publ. Math.*, 4, fasc. 3-4, Debrecen, 1956, p. 265.

([4]) *Cf.* S. LAJOS, *Congrès de mathématiques hongrois*, t. II, 1960, p. 42.

([5]) *Cf.* R. BAER et F. LEVI, *Sitzungsb. der Heidelberger Akad. der Wissenschaften*, n° 18, 1932, p. 7.

([6]) *Cf.* R. CROISOT, *Ann. scient. Éc. Norm. Sup.*, 70, 1953, p. 370.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les distributions prolongeant canoniquement certaines fonctions à singularités.* Note (*) de M. **Georges Pupion** ([1]), présentée par M. Jacques Hadamard.

1. Désignons par $\mathcal{E}\,(x_1, \ldots, x_p)$ l'espace vectoriel sur R des fonctions à valeurs réelles définies sur le complémentaire, dans R^p, des hyperplans $x_i = 0$ $(i = 1, 2, \ldots, p)$.

Soit $E\,(x_1, \ldots, x_p)$ le sous-espace de $\mathcal{E}\,(x_1, \ldots, x_p)$ engendré par la famille

$$f_{n_1\ldots n_p}^{\alpha_1\ldots\alpha_p} = \frac{\partial^{n_1+\ldots+n_p}}{\partial x_1^{n_1}\ldots\partial x_p^{n_p}}\left(\prod_{1\leq i\leq p}(\log|x_i|)^{\alpha_i}\right);$$

α_i et n_i entiers $\geqq 0$. On montre que la famille des fonctions $f_{n_1\ldots n_p}^{\alpha_1\ldots\alpha_p}$, et la famille des fonctions

$$h_{n_1\ldots n_p}^{\alpha_1\ldots\alpha_p} = \prod_{1\leq i\leq p}(\log|x_i|)^{\alpha_i}\prod_{1\leq i\leq p}x_i^{-n_i}$$

forment chacune respectivement une base de $E\,(x_1, \ldots, x_p)$. On désigne par $\mathcal{D}$ la famille des fonctions C^∞ à support compact dans R^p.

Lemme. — *Soit* $f = \sum_{(\alpha),(n)} K_{n_1\ldots n_p}^{\alpha_1\ldots\alpha_p} f_{n_1\ldots n_p}^{\alpha_1\ldots\alpha_p} \in E\,(x_1, \ldots, x_p)$. *La fonctionnelle* $T\,f\,[\varphi]$ *définie sur les fonctions* $\varphi\,(x_1, \ldots, x_p) \in \mathcal{D}$, *par*

$$T\,f[\varphi] = \sum_{(\alpha),(n)}(-1)^{\sum_{1\leq i\leq p} n_i} K_{n_1\ldots n_p}^{\alpha_1\ldots\alpha_p}\int_{R^p}\prod_{1\leq i\leq p}(\log|x_i|)^{\alpha_i}\frac{\partial^{n_1+\ldots+n_p}}{\partial x_1^{n_1}\ldots\partial x_p^{n_p}}(\varphi)\,dx_1\ldots dx_p$$

est une distribution qui vérifie les conditions :

a. $T\,f\,[\varphi] = \int_{R^p} f\,\varphi\,dx_1\ldots dx_p$ *lorsque* f *est localement sommable sur le support de* φ.

b. $T\sum_i K_i f_i\,[\varphi] = \sum_i K_i\,T\,f_i\,[\varphi]$ *si* $K_i \in R$, *si* $f_i \in E\,(x_1, \ldots, x_p)$ *et si* $\sum_i$ *désigne une somme finie.*

c. $T\prod_{1\leq i\leq p} x_i^{m_i} f\,[\varphi] = T\,f\left[\prod_{1\leq i\leq p} x_i^{m_i}\varphi\right]$; ($m_i$ entier $\geqq 0$).

d. $DT\,f\,[\varphi] = TD\,f\,[\varphi]$ *si* D *désigne un opérateur différentiel à coefficients constants.*

Toute distribution vérifiant a, b, c, d est égale à $T\,f$.

On démontre (a) à l'aide d'intégrations par parties; (b) et (d) résultent immédiatement de la définition; la propriété (c) s'établit d'abord pour une variable, par récurrence sur n, en utilisant (d); l'unicité résulte de la propriété (d).

Remarque. — Si $f = \sum_{(\alpha),(n)} k^{\alpha_1\ldots\alpha_p}_{n_1\ldots n_p} h^{\alpha_1\ldots\alpha_p}_{n_1\ldots n_p}$, on démontre, en utilisant la propriété d'unicité que

$$\mathrm{T}f[\varphi] = \sum_{(\alpha),(n)} k^{\alpha_1\ldots\alpha_p}_{n_1\ldots n_p} \lim_{\varepsilon\to 0} \int_{|x_i|>\varepsilon\,(i=1,\ldots,p)} \prod_{1\leq i\leq p} (\log|x_i|)^{\alpha_i}$$
$$\times \prod_{1\leq i\leq p} x_i^{-n_i} \varphi^{n_1\ldots n_p}(x_1, \ldots, x_p)\, dx_1 \ldots dx_p,$$

où

$$\varphi^{n_1\ldots n_p}(x_1, \ldots, x_p) = \varphi(x_1, \ldots, x_p)$$
$$- \sum_{1\leq i\leq p} \left\{ \sum_{0\leq\lambda\leq n_i-2}' \frac{x_i^\lambda}{\lambda!} \frac{\partial^\lambda}{\partial x_i^\lambda} (\varphi(x_1, \ldots, x_{i-1}, 0, x_{i+1}, \ldots, x_p)) \right\}$$
$$+ \sum_{1\leq i<j\leq p} \left\{ \sum_{0\leq\lambda\leq n_i-2}' \sum_{0\leq\mu\leq n_j-2}' \frac{x_i^\lambda}{\lambda!} \frac{x_j^\mu}{\mu!} \frac{\partial^{\lambda+\mu}}{\partial x_i^\lambda \partial x_j^\mu} \right.$$
$$\left. (\varphi(x_1, \ldots, x_{i-1}, 0, x_{i+1}, \ldots, x_{j-1}, 0, x_{j+1}, \ldots, x_p)) \right\} - \ldots,$$

$\sum'_{0\leq\lambda\leq n_i-2}$ désignant la somme formée sur l'ensemble des entiers positifs $\lambda \leq n_i - 2$, qui ont même parité que n_i.

2. L'espace $\mathcal{E}(x_1, \ldots, x_p)$ peut être considéré comme un module sur l'anneau des fonctions C^∞ sur R^p. Soit $\mathcal{F}(x_1, \ldots, x_p)$ le sous-module de $\mathcal{E}(x_1, \ldots, x_p)$ engendré par la famille $h^{\alpha_1\ldots\alpha_p}_{n_1\ldots n_p}$. On déduit du lemme :

Théorème I. — *Soit*

$$\mathrm{F} = \sum_{\alpha, n} \lambda^{\alpha_1\ldots\alpha_p}_{n_1\ldots n_p}(x_1, \ldots, x_p)\, h^{\alpha_1\ldots\alpha_p}_{n_1\ldots n_p} \in \mathcal{F}(x_1, \ldots, x_p).$$

La fonctionnelle $\mathcal{T}\mathrm{F}[\varphi]$ *définie sur les fonctions* $\varphi \in \mathcal{D}$ *par*

$$\mathcal{T}\mathrm{F}[\varphi] = \sum_{(\alpha),(n)} \mathrm{T}\, h^{\alpha_1\ldots\alpha_p}_{n_1\ldots n_p} [\lambda^{\alpha_1\ldots\alpha_p}_{n_1\ldots n_p} \varphi]$$

est une distribution qui vérifie les conditions :

a. $\mathcal{T}\mathrm{F}[\varphi] = \int_{\mathrm{R}^p} \mathrm{F}\varphi\, dx_1 \ldots dx_p$ *lorsque* F *est localement sommable sur le support de* φ.

b. $\mathcal{T}\sum_i \mathrm{F}_i[\varphi] = \sum_i \mathcal{T}\mathrm{F}_i[\varphi]$ *si* $\sum_i$ *est une somme finie et si* $\mathrm{F}_i \in \mathcal{F}(x_1, \ldots, x_p)$.

c. $\mathcal{T}\alpha\mathrm{F}[\varphi] = \mathcal{T}\mathrm{F}[\alpha\varphi]$ *si* $\alpha(x_1, \ldots, x_p)$ *est une fonction* C^∞.

d. $D\mathcal{C}F[\varphi] = \mathcal{C}DF[\varphi]$ *si* D *est un opérateur différentiel à coefficients* C^∞.

Toute distribution vérifiant (*a*), (*b*), (*c*), (*d*) *est égale à* $\mathcal{C}F$.

Corollaire. — *Soient p fonctions* $g_i(x_1, \ldots, x_p)$ C^∞ *sur un ouvert* Ω *de* R^p *telles que l'application* $g : x_i \to g_i$ $(i = 1, \ldots, p)$ *de* Ω *sur un ouvert de* R^p *soit biunivoque. Soit* $\mathcal{F}^*_{(\Omega)}(g_1, \ldots, g_p)$ *le module des combinaisons linéaires d'éléments de la famille*

$$\prod_{1 \leq i \leq p} (\log|g_i|)^{\alpha_i} \prod_{1 \leq i \leq p} g_i^{n_i}\, dx_1 \wedge \ldots \wedge dx_p$$

à coefficients dans l'anneau des fonctions C^∞ *à support compact dans* Ω. *Alors, pour toute forme différentielle* $F \in \mathcal{F}^*_{(\Omega)}(g_1, \ldots, g_p)$, *il existe un courant et un seul satisfaisant aux conditions* (*a*), (*b*), (*c*), (*d*) *du théorème.*

3. Soient $g_1, \ldots, g_p$, p fonctions C^∞ sur R^p telles que

$$\Delta = \frac{D(g_1, \ldots, g_p)}{D(x_1, \ldots, x_p)} \neq 0 \quad \text{sur } R^p.$$

Soit $\mathcal{F}(g_1, \ldots, g_p)$ le module de fonctions engendré par la famille

$$\prod_{1 \leq i \leq p} (\log|g_i|)^{\alpha_i} \prod_{1 \leq i \leq p} g_i^{-n_i} \qquad (\alpha_i \text{ et } n_i \text{ entiers positifs})$$

sur l'anneau des fonctions C^∞ sur R^p; d'après le n° 1, un autre système de générateurs est constitué par les fonctions $F^{\alpha_1 \ldots \alpha_p}_{n_1 \ldots n_p}$ obtenues par substitution de g_i à X_i dans $(\partial^{n_1+\ldots+n_p}/\partial X_1^{n_1} \ldots dX_p^{n_p})\left(\prod_{1 \leq i \leq p} (\log|X_i|^{\alpha_i}\right)$.

A l'aide d'une partition de l'unité sur R^p et du Corollaire, on obtient :

Théorème II. — *Soit* $F \in \mathcal{F}(g_1, \ldots, g_p)$; *il existe une distribution* θF *et une seule définie sur les fonctions* $\varphi \in \mathcal{D}$ *et possédant les propriétés* (*a*), (*b*), (*c*), (*d*) *de la distribution* $\mathcal{C}F$ *du théorème* I.

L'expression de $\theta F[\varphi]$ *lorsque* F *est le générateur* $F^{\alpha_1 \ldots \alpha_p}_{n_1 \ldots n_p}$ *est*

$$\theta F^{\alpha_1 \ldots \alpha_p}_{n_1 \ldots n_p} = (-1)^{\sum\limits_{1 \leq i \leq p} n_i} \int \prod_{1 \leq i \leq p} (\log|g_i|)^{\alpha_i} \frac{\partial^{n_1+\ldots+n_p}}{\partial g_1^{n_1} \ldots \partial g_p^{n_p}} \left(\frac{\varphi}{\Delta}\right) \Delta\, dx_1 \ldots dx_p$$

où, pour toute fonction $H(x_1, \ldots, x_p)$ C^∞, *on pose*

$$\frac{\partial}{\partial g_i} H(x_1, \ldots, x_p) = \frac{D(g_1, \ldots, g_{i-1}, H, g_{i+1}, \ldots, g_p)}{D(x_1, \ldots, x_p)} \frac{1}{\Delta}.$$

(*) Séance du 5 avril 1961.

(¹) M. Veloso publiera prochainement, dans *Portugalia Mathematica*, une étude sur un problème analogue.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la définition des séries de base de polynomes.* Note (*) de M. **Maurice Falgas**, présentée par M. Paul Montel.

Le but de cette Note est de préciser une définition donnée antérieurement [1] et de l'étendre à des espaces de fonctions holomorphes locales généralisées à valeurs dans un espace vectoriel topologique localement convexe vérifiant la propriété suivante :

A. *L'enveloppe convexe équilibrée de tout compact est un compact.*

1. Notations. — $Q = \{ q_0, q_1, \ldots, q_m, \ldots \}$ est une base donnée sur l'espace vectoriel $\mathcal{P}$ des polynomes de la variable complexe z à coefficients dans le corps C des complexes.

$S_Q(E)$ est l'espace vectoriel des séries de la forme

$$(1) \qquad \sum_{m=0}^{\prime} \vec{a}_m q_m \qquad (\vec{a} \in \hat{E} \text{ complété de } E).$$

Si $\hat{E} \equiv C$, nous posons $\vec{a}_m = a_m \in C$ et $S_Q(C) = S_Q$.

$S_Q(E)$ est isomorphe algébriquement à $(\hat{E})^N$ (N est l'ensemble des entiers naturels). Nous pouvons le munir de la topologie produit image de celle de $(\hat{E})^N$. Si E est localement convexe métrisable $S_Q(E)$ est un Fréchet. S_Q est même nucléaire.

$\mathcal{H}$ est un espace vectoriel topologique localement convexe de fonctions holomorphes locales à valeurs dans C. On suppose de plus $\mathcal{P} \subset \mathcal{H}$. $\mathcal{H}(E)$ est l'ensemble des fonctions à valeurs dans E qui appartiennent scalairement à $\mathcal{H}$.

$\mathcal{K}$ est un espace vectoriel de séries de la forme (1) à coefficients dans C et convergentes dans $\mathcal{H}$. Nous dirons que $\mathcal{K}$ vérifie la propriété B si :

B. *Deux séries distinctes quelconques de $\mathcal{K}$ admettent des sommes distinctes dans $\mathcal{H}$.*

$\mathcal{K}(E)$ sera l'ensemble des séries de la forme (1) qui appartiennent scalairement à $\mathcal{K}$.

On sait qu'à toute fonction holomorphe dans un domaine D et à valeurs dans E, on peut associer une application linéaire de E' dans l'espace des fonctions holomorphes dans D. En utilisant des topologies convenables on peut, dans un sens ou dans l'autre, définir des injections au moyen de cette correspondance. Les propriétés qu'on obtient ne sont pas particulières aux fonctions holomorphes et ces propriétés ou au moins des propositions très voisines à la fois par leurs énoncés et leurs démonstrations ont déjà été données par A. Grothiendieck.

$\mathcal{L}(E'_\tau, \mathcal{H})$ désigne l'ensemble des applications linéaires continues de E'_τ (E' muni de la topologie de Mackey) dans $\mathcal{H}$. Le théorème de Banach-Steinhaus fournit la proposition suivante :

PROPOSITION I. — *Si* D *est un domaine borné du plan complexe, si* $\mathcal{H}(E)$ (resp. $\mathcal{H}$) *désigne l'ensemble de toutes les fonctions holomorphes dans* D *à valeurs dans* E (resp. C), *si la topologie de* $\mathcal{H}$ *est plus fine que la topologie de la convergence finie sur* D, *si pour tout* $\vec{k} \in \mathcal{K}(E)$ *et* $\vec{e}' \in E'$ *la série* $\langle \vec{k}, \vec{e}' \rangle$ *converge dans* $\mathcal{H}$, *enfin si* E *est semi-réflexif, alors* $\vec{k}$ *converge dans* $\mathcal{H}_c(E)$ *vers un élément de* $\mathcal{H}(E)$. [$\mathcal{H}_c(E)$ *est* $\mathcal{H}(E)$ *identifié à un sous-espace de* $\mathcal{L}(E'_\tau, \mathcal{H})$ *et muni de la topologie de la convergence compacte sur* E'_τ.]

$\mathcal{K}_Q(E)$ est $\mathcal{K}(E)$ muni de la topologie induite par celle de $S_Q(E)$. Alors $\mathcal{K}_Q \otimes E$ est un sous-espace dense de $\mathcal{K}_Q(E)$ et la topologie induite sur $\mathcal{K}_Q \otimes E$ par celle de $\mathcal{K}_Q(E)$ est identique à la topologie de $\mathcal{K}_Q \otimes_\varepsilon E$ et à celle de $\mathcal{K}_Q \otimes_\pi E$.

Nous désignons par $\vec{\varphi}_m$ l'application linéaire de $\mathcal{K}_Q(E)$ dans E qui à tout $\vec{k}$ de la forme

$$\vec{k} = \sum_{m=0}^{\infty} \vec{k}_m q_m \tag{2}$$

et appartenant à $\mathcal{K}(E)$, associe le coefficient $\vec{k}_m$ de (2).

Si $E \equiv C$, alors $\vec{\varphi}_m$ est une forme linéaire sur $\mathcal{K}$ que nous désignons par Φ_m. Nous représentons par $\Phi_Q(E)$ (resp. Φ_Q) l'espace vectoriel engendré par les $\vec{\varphi}_m$ (resp. φ_m).

Lorsque $\mathcal{K}$ est identique à $\mathcal{T}$, la condition de convergence est réalisée trivialement et les espaces $\mathcal{T}_Q(E)$, $\mathcal{K}_Q \otimes_\varepsilon E$, $\mathcal{K}_Q \otimes_\pi E$ sont isomorphes.

THÉORÈME 1. — *Etant donné deux bases* Q *et* R, *pour que la topologie de* $\mathcal{T}_Q(E)$ *soit plus fine que la topologie de* $\mathcal{T}_R(E)$, *il faut et il suffit que l'une ou l'autre des deux conditions suivantes soient vérifiées :*

a. $\Phi_Q \supset \Phi_R$.

b. Si l'on pose $q_n = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{nm} r_m$ (*avec pour chaque* n, $\alpha_{nm} = 0$ *sauf pour un nombre fini de valeurs de* m), *alors quel que soit* m *donné*, $\alpha_{nm} = 0$ *sauf pour un nombre fini de valeurs de* n.

2. LA DÉFINITION DES SÉRIES DE BASE. — Soit $\mathcal{G}(E)$ un espace vectoriel topologique de fonctions holomorphes locales généralisées à valeurs dans E, tel que $\mathcal{T}(E) \subset \mathcal{G}(E)$ et tel que toutes les séries de $\mathcal{K}_Q(E)$ convergent dans $\mathcal{G}(E)$. Soient $\mathcal{G}_0(E)$ le sous-espace de $\mathcal{G}(E)$ formé par les sommes des séries de $\mathcal{K}_Q(E)$ et θ l'application canonique de $\mathcal{K}_Q(E)$ sur $\mathcal{G}_0(E)$.

Soit Γ un espace vectoriel topologique dont Π est un sous-espace partout dense et u une épijection continue de Γ sur $\mathcal{G}(E)$ dont nous désignons

la restriction à Π par u_0 et enfin soit v_0 une épijection continue de Π sur $\mathcal{K}_Q(E)$ telle que

$$u_0 = \theta v_0,$$

v_0 se prolonge en une application continue v de Γ dans $S_Q(E)$. Dans ces conditions, nous dirons que $\vec{\sigma} \in S_Q(E)$ est une série de base de $\vec{f} \in \mathcal{G}(E)$, lorsque

$$v^{-1}(\vec{\sigma}) \cap u^{-1}(\vec{f})$$

n'est pas vide. Si $\gamma \in \Gamma$ vérifie

$$\vec{\sigma} = v(\gamma), \qquad \vec{f} = u(\gamma),$$

nous dirons que $\vec{\sigma}$ *est la série de base de* $\vec{f}$ *associée à* γ.

On peut sans restreindre la généralité de cette définition supposer de plus que $u^{-1}(o) \cap v^{-1}(o)$ est uniquement formé par l'élément o de Γ.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2705.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la convergence presque partout des séries de Fourier.* Note (*) de M. **Zygmunt Zahorski**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

L'auteur a démontré l'hypothèse de N. N. Lusin posée en 1915 sur la convergence presque partout des séries trigonométriques de Fourier des fonctions à carré sommable (dans le sens de Lebesgue).

Lemme 1. — *S'il existe une fonction $f \in L^2$ dont la série de Fourier est divergente sur un ensemble de mesure positive, alors* $\lim_{n\to\infty} J(n) = +\infty$, *où*

$$J(n) = \max_{\sigma} \int_0^{2\pi} \max_{0 \leq k \leq n} |S_k(x)|\, dx,$$

σ désignant la sphère $\sum_{j=0}^{n} a_j^2 = 1$ *et* $S_k(x) = \sum_{j=0}^{k} a_j \cos jx$.

La démonstration se déduit facilement de ce que, sur un certain ensemble E de mesure positive, l'oscillation de la série est plus grande que $\delta > 0$. Cette oscillation ne change pas lorsqu'on écarte un nombre fini des termes de la série. En excluant les termes convenables, on peut faire la somme des carrés de coefficients arbitrairement petite. D'autre part, prenant un nombre fini convenablement grand des termes restants, on peut arbitrairement rapprocher la distribution de leurs sommes partielles de la distribution des sommes partielles de la série entière. En multipliant les termes ainsi choisis par une constante, suffisamment grande pour que la somme des carrés de leurs coefficients soit après multiplication 1, nous augmentons l'oscillation. Comme il est évident, on peut l'augmenter arbitrairement, en réalisant $\max_{0 \leq j \leq n} |S_j(x)| > M$ sur un ensemble de mesure $> |E|/2$, d'où $J(n) > M|E|/2$ et vu le caractère arbitraire de M, $\lim_{n\to\infty} J(n) = +\infty$.

Lemme 2. — *La fonction* $J(n)$ *est bornée.*

Esquisse de la démonstration. — On a

$$\int_0^{2\pi} \max_{0 \leq k \leq n} |S_k(x)|\, dx \leq c + 2 . \max_{\{f_k\}} \int_0^{2\pi} \sum_{k=0}^{n} f_k(x)\, S_k(x)\, dx,$$

où

$$f_k(x) \geq 0, \qquad \sum_{k=0}^{n} f_k(x) = 1.$$

Une transformation facile donne

$$\int_0^{2\pi} \sum_{k=0}^{n} f_k(x)\, S_k(x)\, dx = \sum_{k=0}^{n} a_k \int_0^{2\pi} \sum_{j=k}^{n} f_j(x) \cos kx\, dx.$$

Je pose

$$F_k(x) = \sum_{j=k}^{n} f_j(x), \qquad b_k = \int_0^{2\pi} F_k(x) \cos kx\, dx,$$

et j'obtiens

$$J(n) \leq c + 2 \cdot \max_{\sigma} \max_{\{f_k\}} \sum_{k=0}^{n} a_k b_k = c + 2 \cdot \max_{\{f_k\}} \max_{\sigma} \sum_{k=0}^{n} a_k b_k = c + 2 \cdot \max_{\{f_k\}} \sqrt{\sum_{k=0}^{n} b_k^2}$$

Il suffit de démontrer que $\max\limits_{\{f_k\}} \sum\limits_{k=0}^{n} b_k^2$ est une fonction bornée de la variable n. Il est connu, qu'en choisissant pour $f_k(x) \geq 0$ les polynomes trigonométriques d'un degré suffisamment grand, nous avons

$$f_k(x) = \left| \sum_{m=0}^{N} a_{mk} e^{imx} \right|^2.$$

Ceci permet de présenter $\sum\limits_{k=0}^{n} b_k^2$ comme la forme d'Hermite de quatrième degré des variables complexes a_{mk}. En remplaçant la condition $\sum\limits_{k=0}^{n} f_k(x) \leq 1$ par la condition $\int_0^{2\pi} \left(\sum\limits_{k=0}^{n} f_k(x) \right)^2 dx \leq 2\pi$ et par la condition que la somme des coefficients de Fourier ayant des indices positifs de la fonction $\sum\limits_{k=0}^{n} f_k(x)$ égale 0, nous obtiendrons, après l'expression des coefficients des fonctions $f_k(x)$ par des formes quadratiques d'Hermite des variables a_{mk}, que $\Phi(a_{mk}) \leq 2\pi$, $\Psi(a_{mk}) = 0$. Ici Φ est la forme du quatrième degré; Ψ, la forme quadratique des variables a_{mk}. En remplaçant les formes du quatrième degré par des formes quadratiques et la forme quadratique par la forme linéaire, choisies de telle façon que le maximum augmente (mais pas trop) j'obtiens l'évaluation du maximum de la forme quadratique $\alpha(a_{mk})$ sous les conditions $\beta(a_{mk}) = 2\pi$, $\gamma(a_{mk}) = 0$, où β est une forme quadratique; γ, une forme linéaire. Je résous ce problème à l'aide de deux multiplicateurs de Lagrange λ et μ, en recherchant le maximum de la fonction $\alpha(a_{mk}) - \lambda . \beta(a_{mk}) - \mu . \gamma(a_{mk})$. Je trouve que le maximum considéré est borné avec n croissant d'une façon illimitée. Il résulte immédiatement des lemmes 1 et 2 le théorème suivant :

THÉORÈME. — *La série trigonométrique de Fourier d'une fonction arbitraire de classe* L^2 *est convergente presque partout.*

COROLLAIRE. — *La série trigonométrique de Fourier de toute fonction continue* (en chaque point) *et finie est convergente presque partout.*

C'est une solution négative du problème posé par du Bois-Reymond en 1873 [1]. Au contraire l'hypothèse de Lusin se trouve confirmée [2].

(*) Séance du 5 avril 1961.

[1] P. DU BOIS-REYMOND, *Göttinger Nachrichten*, 1873, p. 571-584; *Münch. Abh.*, 12, 1876, II, p. I-XXIII et p. 1-103.

[2] N. LUSIN, *L'intégrale et la série trigonométrique* (Thèse, Moscou, 1915) (en russe).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les sommes partielles des séries de Fourier.* Note (*) de Mlle **Janina Śladkowska**, transmise par M. Wacław Sierpiński.

L'auteur applique la méthode de M. Z. Zahorski résumée dans sa Note : *Sur la convergence presque partout des séries de Fourier.* On obtient une simplification de la démonstration et une amélioration du résultat de Zahorski sur la convergence de la série de Fourier presque partout. A savoir la majorante des sommes partielles de la série trigonométrique de Fourier de la fonction de classe L^2 est non seulement intégrable, ce qu'a prouvé Zahorski, mais elle est elle-même une fonction de classe L^2.

Je démontre qu'à l'aide de la méthode de M. Z. Zahorski, qui s'est servi des formes quadratiques pour analyser les sommes partielles des séries de Fourier, on peut évaluer la fonction $W(n)=\max\limits_{\sigma}\int_0^{2\pi}\max\limits_{0\leq k\leq n} S_k^2(x)\,dx$, où σ désigne la sphère $\sum\limits_{j=0}^{n} a_j^2=1$, $S_k(x)=\sum\limits_{j=0}^{k} a_j\cos jx$. A cet effet il y a lieu d'analyser le maximum de la forme quadratique à une seule (et non deux) condition : qu'une autre forme quadratique est ≤ 1. S'il existe une constante $b<+\infty$ telle que pour chaque n il y a $W(n)\leq b$, alors pour une suite arbitraire $\{a_j\}$ telle que $\sum\limits_{j=0}^{\infty} a_j^2\leq 1$ nous avons pour chaque n,

$$\sum_{j=0}^{n} a_j^2\leq 1,\qquad \int_0^{2\pi}\max_{0\leq k\leq n} S_k^2(x)\,dx\leq W(n)\leq b.$$

En désignant par $\Omega(x)=\sup\limits_{k}|S_k(x)|=\lim\limits_{n\to\infty}\max\limits_{0\leq k\leq n}|S_k(x)|$ la majorante des modules de toutes les sommes partielles $S_k(x)$ nous avons en vertu du théorème sur l'intégrale de la suite monotone des fonctions

$$\int_0^{2\pi}\Omega^2(x)\,dx=\lim_{n\to\infty}\int_0^{2\pi}\max_{0\leq k\leq n} S_k^2(x)\,dx\leq b.$$

Théorème. — *La fonction* $W(n)$ *est bornée, la majorante* $\Omega(x)$ *est une fonction de classe* L^2.

Esquisse de la démonstration. — Je désigne par $f_k(x)$ les fonctions mesurables telles que $\int_0^{2\pi}\left(\sum\limits_{k=0}^{n}|f_k(x)|\right)^2 dx\leq 1$. Alors

$$\int_0^{2\pi}\sum_{k=0}^{n} f_k(x)S_k(x)\,dx\leq\int_0^{2\pi}\max_{0\leq k\leq n}|S_k(x)|\sum_{k=0}^{n}|f_k(x)|\,dx\leq\sqrt{\int_0^{2\pi}\max_{0\leq k\leq n} S_k^2(x)\,dx}.$$

Choisissons $f_k(x)$ de telle façon, que pour chaque x tout au plus une fonction $f_{k(x)}(x) \neq 0$, à savoir la fonction à un tel indice $k(x)$ que

$$|S_{k(x)}(x)| = \max_{0 \leq k \leq n} |S_k(x)| \qquad \text{et} \qquad f_{k(x)}(x) = \frac{S_{k(x)}(x)}{\sqrt{\int_0^{2\pi} S^2_{k(x)}(x)\,dx}}.$$

Alors tous les signes $\leq$ dans les inégalités précédentes deviendront des signes $=$, d'où

$$\max_{\{f_k\}} \int_0^{2\pi} \sum_{k=0}^{n} f_k(x) S_k(x)\,dx = \sqrt{\int_0^{2\pi} \max_{0\leq k\leq n} S^2_k(x)\,dx}.$$

En choisissant pour $f_k(x)$ les fonctions ≥ 0, mais en admettant en cas de nécessité le changement de signe de tous les a_j, nous aurons par analogie

$$\frac{1}{2}\sqrt{\int_0^{2\pi} \max_{0\leq k\leq n} S^2_k(x)\,dx} \leq \max_{\{f_k\}} \int_0^{2\pi} \sum_{k=0}^{n} f_k(x) S_k(x)\,dx \leq \sqrt{\int_0^{2\pi} \max_{0\leq k\leq n} S^2_k(x)\,dx}.$$

Prenant dans ces inégalités de deux côtés max dans la sphère σ par rapport aux variables a_j, j'obtiens

$$\frac{1}{2}\sqrt{W(n)} \leq \max_{\sigma} \max_{\{f_k\}} \int_0^{2\pi} \sum_{k=0}^{n} f_k(x) S_k(x)\,dx \leq \sqrt{W(n)}.$$

Le problème que la fonction $W(n)$ est bornée est donc équivalent au problème d'évaluation de la fonction $W^*(n) = \max_{\sigma} \max_{\{f_k\}} \int_0^{2\pi} \sum_{k=0}^{n} f_k(x) S_k(x)\,dx$. En appliquant sous le signe de l'intégrale la transformation d'Abel, nous obtenons

$$W^*(n) = \max_{\sigma} \max_{\{f_k\}} \int_0^{2\pi} \sum_{k=0}^{n} \left(a_k \cos kx \sum_{j=k}^{n} f_j(x) \right) dx$$

$$= \max_{\{f_k\}} \max_{\sigma} \sum_{k=0}^{n} a_k \int_0^{2\pi} \cos kx \sum_{j=k}^{n} f_j(x)\,dx = \max_{\{f_k\}} \max_{\sigma} \sum_{k=0}^{n} a_k b_k = \max_{\{f_k\}} \sqrt{\sum_{k=0}^{n} b^2_k},$$

où

$$b_k = \int_0^{2\pi} F_k(x) \cos kx\,dx, \qquad F_k(x) = \sum_{j=k}^{n} f_j(x).$$

Il suffit donc de démontrer que $\max_{\{f_k\}} \sum_{k=0}^{n} b^2_k$ est borné. On peut obtenir les changements bornés, si nous contractons la classe de f_k admissibles, prenant au lieu des fonctions mesurables les fonctions d'escalier (c'est-à-dire les combinaisons linéaires finies des fonctions caractéristiques des

intervalles) ou continues ou même les polynomes trigonométriques du degré N. Alors $f_k(x) = \left| \sum_{m=0}^{N} a_{mk} e^{imx} \right|^2$ et b_k, ainsi que les coefficients de Fourier de la fonction $\sum_{k=0}^{n} |f_k(x)| = \sum_{k=0}^{n} f_k(x)$ sont des formes quadratiques des variables complexes a_{mk}. Par conséquent $\sum_{k=0}^{n} b_k^2$ et $\int_0^{2\pi} \left(\sum_{k=0}^{n} f_k(x) \right)^2 dx$ sont des formes du quatrième degré des variables a_{mk}. En remplaçant ces formes de la façon indiquée par M. Zahorski par les formes quadratiques non négatives d'Hermite, j'obtiens le problème d'évaluation du maximum de forme $\alpha(a_{mk})$ à la condition que la forme $\beta(a_{mk}) = 1$. En nous servant de la méthode de Lagrange à un multiplicateur λ, je recherche le maximum de la fonction $\alpha(a_{mk}) - \lambda . \beta(a_{mk})$. En désignant par A la matrice de forme $\alpha(a_{mk})$, par B la matrice de forme $\beta(a_{mk})$, par $|M|$ le déterminant de la matrice M j'obtiens l'équation $|A - \lambda B| = 0$ pour l'inconnue λ. Comme nous le savons, la plus grande racine de cette équation est le maximum recherché. Cette « équation caractéristique » (pour $N = n$, ce qui est admissible pour les grands n) est

$$(2n+1)^2 (3n-1)^2 \lambda^{12n-3} \left[\left(\frac{2n+2}{2n+1} \lambda - 1 \right) \left(\frac{5n(n-1)}{(2n+1)(3n-1)} \lambda - 1 \right) - \lambda^2 \frac{n-1}{(2n+1)^2} \right]^2 = 0.$$

En définitive j'obtiens l'équation quadratique

$$\frac{10n^3 - 3n^2 - 6n - 1}{(2n+1)^2(3n-1)} \lambda^2 - \frac{11n^2 - n - 2}{(2n+1)(3n-1)} \lambda + 1 = 0,$$

dont les racines tendent pour $n \to \infty$ vers les racines de l'équation $(5/6)\lambda^2 - (11/6)\lambda + 1 = 0$, égalant 1 et 6/5. On peut de même facilement vérifier directement qu'elles sont bornées, en résolvant l'équation quadratique avec le paramètre n. Le maximum ainsi trouvé est $\geq$ du maximum des formes du quatrième degré, donc la fonction W (n) est bornée.

(*) Séance du 10 avril 1961.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur certaines équations aux dérivées partielles liées à des égalités fonctionnelles vérifiées par des opérateurs linéaires.* Note (*) de M. **Henri Mascart**, présentée par M. Paul Montel.

Certaines égalités fonctionnelles portant sur un opérateur linéaire L conduisent à des équations aux dérivées partielles dont la transformée de $1/(u-z)$ par L est solution.

Reprenant les notations d'une Note précédente [1], nous étudions un opérateur linéaire L défini par la matrice infinie (l_p^q) et soumis à la condition $\mathcal{C}(r, r')$. La fonction $L[1/(u-z)]$ holomorphe dans $|z| < r'$ et $|u| > r$ y admet des dérivées partielles holomorphes. L'expression de celles-ci permet de les considérer comme les transformées de $1/(u-z)$ par des opérateurs soumis eux-mêmes à la condition $\mathcal{C}(r, r')$.

On remarque que L est applicable à $1/(u-z)^2$ et $z/(u-z)^2$; les fonctions obtenues sont holomorphes dans $|z| < r'$; les séries doubles correspondantes montrent que

$$\frac{\partial}{\partial u}\left[L\left(\frac{1}{u-z}\right)\right] = -LD\left(\frac{1}{u-z}\right) \qquad \text{et} \qquad u\frac{\partial}{\partial u}\left[L\left(\frac{1}{u-z}\right)\right] = -(L+LPD)\left(\frac{1}{u-z}\right),$$

en désignant par D la dérivation par rapport à la variable z et P la multiplication par z. Ces égalités sont du reste un cas particulier du résultat suivant :

Théorème. — *Si D_u est la dérivation par rapport à u et si $f(z, u)$ est holomorphe pour z dans $|z| \leq r$ et pour u dans un domaine donné d, on a dans $|z| < r'$ et pour $u \in d$:*

$$D_u L(f) = LD_u(f).$$

En effet pour une telle fonction on peut dériver sous le signe $\int$ dans l'expression intégrale de la fonction $L(f)$. L'opérateur L permute donc avec D_u.

1. Supposons que la fonction $L[1/(u-z)]$ vérifie dans $|z| < r'$ et $|u| > r$ l'équation aux dérivées partielles du premier ordre

$$A\left[L\left(\frac{1}{u-z}\right)\right] = 0, \tag{1}$$

avec

$$A(f) = \left[-(au + a'z + a'')\frac{\partial}{\partial u} + (bz + b')\frac{\partial}{\partial z} + (cz + c')\right]f,$$

où les quantités $a, \ldots, c'$ sont constantes; on a donc

$$B\left(\frac{1}{u-z}\right) = 0,$$

avec

$$B = a(L + LPD) + a'PLD + a''LD + bPDL + b'DL + cPL + c'L$$

et réciproquement.

Théorème. — *Si la transformée de* $1/(u-z)$ *par un opérateur* L *soumis à la condition* $\mathcal{C}(r, r')$ *vérifie* A $(\mathrm{L}[1/(u-z)]) = 0$ dans $|z| < r'$ et $|u| > r$, L *vérifie* $\mathrm{B}(f) = 0$ *dans* $|z| < r'$ *pour toute fonction* $f(z)$ *holomorphe dans* $|z| \leqq r$.

En effet l'opérateur B, comme chacun des opérateurs dont il est la somme, est soumis à la condition $\mathcal{C}(r, r')$, Mais pour toute fonction $f(z)$ holomorphe dans $|z| \leqq r$ il existe une courbe C fermée, simple, rectifiable, qui limite un domaine contenant le disque $|z| \leqq r$, sur laquelle et à l'intérieur de laquelle $f(z)$ est holomorphe; et dans $|z| < r'$ on obtient $\mathrm{B}(f) = 0$ en utilisant la forme intégrale de cette fonction.

Pour résoudre l'égalité $\mathrm{B} = 0$ par rapport à l'opérateur inconnu L il suffit donc de chercher les solutions de l'équation aux dérivées partielles (1) de la forme $\sum_{q=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} l_p^q (p!/q!) (z^q/u^{p+1})$ holomorphes dans $|z| < r'$ et $|u| > r$. Réciproquement, la résolution d'une telle équation aux dérivées partielles permet celle de l'égalité entre opérateurs $\mathrm{B} = 0$.

Les fonctions $\mathrm{L}[1/(u-z)]$ ainsi trouvées déterminent l'opérateur L et la matrice infinie qui le définit; elles donnent aussi une forme intégrale simple des fonctions $h_n(z) = \mathrm{L}(z^n/n!)$ $(n = 0, \ldots)$, même si leur détermination directe par les relations différentielles fournies par $\mathrm{B} = 0$ ne donne pas lieu à des calculs aisés. La matrice infinie définit L dans l'espace des polynomes et, en munissant L d'une condition de continuité convenable, permet son étude dans d'autres classes de fonctions, celles des fonctions entières de croissance donnée par exemple.

2. La méthode classique fournit des intégrales premières de l'équation aux dérivées partielles (1) et par suite l'intégrale générale cherchée. Divers exemples très simples vont illustrer les différents cas où la résolution est la plus facile. On indique successivement l'équation fonctionnelle considérée, la solution générale de (1) et la condition nécessaire et suffisante pour que $\mathcal{C}(r, r')$ soit remplie, c'est-à-dire pour que l'opérateur L applique l'espace des fonctions holomorphes dans $|z| \leqq r$ sur un espace de fonctions holomorphes dans $|z| < r'$. On pose $\overline{\lim_{n \to \infty}} |l_n|^{1/n} = l$:

$$\mathrm{PDL} = \mathrm{LPD}, \qquad \mathrm{L}\left(\frac{1}{u-z}\right) = \frac{1}{u} \sum_{n=0}^{\infty} l_n \left(\frac{z}{u}\right)^n, \qquad l \leqq \frac{r}{r'};$$

$$\mathrm{PLD} + \mathrm{PDL} = \mathrm{L}, \qquad \mathrm{L}\left(\frac{1}{u-z}\right) = z \sum_{n=0}^{\infty} l_n (u+z)^{-n-1}, \qquad l \leqq r - r';$$

$$\mathrm{DL} = \mathrm{LPD}, \qquad \mathrm{L}\left(\frac{1}{u-z}\right) = e^z \sum_{n=0}^{\infty} l_n \left(\frac{e^z}{u}\right)^{n+1}, \qquad l \leqq r e^{-r'};$$

$$\mathrm{DL} = \mathrm{LD}, \qquad \mathrm{L}\left(\frac{1}{u-z}\right) = \sum_{n=0}^{\infty} l_n (u-z)^{-n-1}, \qquad l \leqq r - r';$$

avec $r \leqq r'$ dans le deuxième et le quatrième cas.

3. Des égalités fonctionnelles d'un type plus général s'étudient de façon analogue. Ainsi on remarque que

$$u^2 \frac{\partial}{\partial u}\left[L\left(\frac{1}{u-z}\right)\right] = -(uL + LP + LP^2D)\left(\frac{1}{u-z}\right);$$

cette formule se généralise en élevant u à une puissance entière, positive, quelconque. Il suffit donc d'introduire dans l'opérateur différentiel A le groupement $u^2(\partial/\partial u) + u$, pour que dans B apparaisse, avec le coefficient constant opposé, l'opérateur $LP + LP^2D$. Par exemple on a

$$DL = L(P + P^2D), \qquad L\left(\frac{1}{u-z}\right) = \frac{1}{u}\sum_{n=0}^{\infty} l_n\left(\frac{1}{u} + z\right)^n, \qquad l \leq \left(\frac{1}{r} + r'\right)^{-1}.$$

L'étude précédente s'étend de même au cas où les coefficients des dérivées dans l'opérateur A sont des fonctions quelconques de z. Si celles-ci sont des polynomes, on a par exemple

$$3P^2LD + DL = L, \qquad L\left(\frac{1}{u-z}\right) = e^z\sum_{n=0}^{\infty}\frac{l_n}{(u+z^3)^{n+1}}, \qquad l \leq r - r'^3 \; (r \leq r'^3),$$

$$PDL + DL = LPD + P^2L, \qquad L\left(\frac{1}{u-z}\right) = e^{\frac{z^2}{2}-z}\sum_{n=0}^{\infty} l_n\left(\frac{z+1}{u}\right)^{n+1}, \qquad l \leq \frac{r}{r'+1}.$$

4. La méthode s'applique encore si A comporte des dérivées partielles d'ordre supérieur à 1. On a en effet plus généralement

$$\frac{\partial^n}{\partial u^n}\left[L\left(\frac{1}{u-z}\right)\right] = (-1)^n LD^n\left(\frac{1}{u-z}\right),$$

égalité dont on peut dériver les deux membres par rapport à z. Cependant, si l'ordre des dérivations s'élève, la résolution pratique de (1) s'avère difficile.

Ainsi l'équation fonctionnelle $D^2L + LD^2 = 0$ conduit à l'équation $\Delta(L[1/(u-z)]) = 0$.

Enfin, comme dans l'étude générale des opérateurs L, on peut considérer des opérateurs qui font correspondre une fonction analytique de p variables à une fonction analytique de n variables; on obtient pour eux des résultats analogues aux précédents.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) H. Mascart, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 501.

GÉOMÉTRIE ANALYTIQUE. — *Sur certaines surfaces analytiques complexes compactes.* Note (*) de MM. **François Norguet** et **Kilambi Srinivasacharyulu**, présentée par M. Jean Leray.

1. Selon K. Kodaira (1), nous dirons qu'une surface analytique complexe compacte V est *fibrée en courbes elliptiques* par une application holomorphe Φ sur une courbe algébrique Δ de genre p si, pour tout point y de Δ, sauf au plus pour un nombre fini de points, la fibre $\Phi^{-1}(y)$ est une courbe elliptique irréductible non singulière. *Supposons que V ne possède pas de courbe exceptionnelle de première espèce, ni de fibre singulière multiple;* il existe alors un nombre entier $\delta \geq 0$ tel qu'on ait

$$c_1 = (2 - 2p - \delta)\, \Phi^*(\gamma), \qquad c_1^2 = 0, \qquad E = 12\,\delta,$$

en désignant par c_1 et E respectivement la première classe de Chern et la caractéristique d'Euler-Poincaré de V, et par γ un générateur de $H^2(\Delta, Z)$. En faisant intervenir le genre géométrique p_g de V, on obtient, si le fibré $\mathfrak{f}$ associé à la fibration (2) est trivial, les relations

$$\text{(A)} \qquad c_1 = 2(1 - p_g)\, \Phi^*(\gamma), \qquad E = 0$$

et, si $\mathfrak{f}$ n'est pas trivial, les relations

$$\text{(B)} \qquad c_1 = (1 - p - p_g)\, \Phi^*(\gamma), \qquad E = 12(p_g - p + 1).$$

Si V n'est pas un fibré analytique principal en courbes elliptiques, V est obtenu (3) par déformation d'une surface algébrique W fibrée en courbes elliptiques sur Δ; en comparant les invariants de V et de W, on obtient, en désignant par q l'irrégularité et par b_1 le premier nombre de Betti de V :

Théorème 1. — *Si V n'est pas un espace fibré analytique principal en courbe elliptiques, on a la formule de M. Nöther :*

$$E = 12(p_g - q + 1).$$

Si, de plus, $\mathfrak{f}$ est trivial, on a

$$p = p_g, \qquad 2q = b_1, \qquad p_g - q = -1$$

et V est, soit un tore, soit une déformation analytique d'une surface algébrique elliptique; si $\mathfrak{f}$ n'est pas trivial, on a

$$2p = 2q = b_1, \qquad c_1 = (1 - p_g - q)\, \Phi^*(\gamma).$$

2. Nous désignerons par $\mathfrak{M}(V)$ le corps des fonctions méromorphes sur une variété analytique complexe compacte V, et par dim $\mathfrak{M}(V)$ le degré de transcendance de $\mathfrak{M}(V)$ sur le corps des nombres complexes.

LEMME 1. — *Soit V une surface analytique compacte simplement connexe vérifiant* $\dim \mathfrak{M}(V) = 1$ *et* $b_2 \leq 22$; *si V possède au moins une courbe exceptionnelle de première espèce, on a* $p_g = 0$, *et V est obtenue par transformation quadratique d'une surface analytique non kählérienne vérifiant* $b_2 = 10$.

En effet, V est obtenue (4) par transformation quadratique d'une surface analytique W sans courbe exceptionnelle de première espèce, dont le second nombre de Betti est strictement inférieur à 22, et qui vérifie $\dim \mathfrak{M}(V) = 1$; W est fibrée en courbes elliptiques, sans fibre singulière multiple, sur une courbe rationnelle Δ; le lemme résulte alors de (B).

LEMME 2. — *Soit V une surface analytique complexe compacte, sans courbe exceptionnelle de première espèce, vérifiant* $\dim \mathfrak{M}(V) = 0$. *Si l'on a* $p_g = 1$ *et* $q = 0$, *alors le fibré canonique de V est trivial, et V ne possède qu'un nombre fini de courbes analytiques, qui sont toutes des courbes exceptionnelles de seconde espèce* (5).

Nous appellerons *surface de Kodaira* toute surface kählérienne compacte V, sans courbe exceptionnelle de première espèce, vérifiant $\dim \mathfrak{M}(V) = 0$ et $b_1 = 0$; pour une telle surface, on a $p_g = 1$ et $b_2 = 22$ (6).

THÉORÈME 2. — *Toute surface analytique complexe compacte V, simplement connexe, vérifiant* $b_2 = 22$, *appartient à l'une des classes ci-dessous :*

a. surface de Kodaira, ou surface non kählérienne vérifiant $\dim \mathfrak{M}(V) = 0$;

b. surface algébrique régulière vérifiant $p_g = 1$ *et* $c_1^2[V] = 0$;

c. surface V sans courbe exceptionnelle de première espèce, vérifiant $\dim \mathfrak{M}(V) = 1$ *et* $p_g = 1$, *obtenue par déformation analytique d'une surface algébrique régulière W, fibrée en courbes elliptiques sur une courbe rationnelle, et dont le fibré canonique est trivial;*

d. surface V vérifiant $\dim \mathfrak{M}(V) = 1$ *et* $p_g = 0$, *obtenue par transformation quadratique d'une surface analytique non kählérienne W vérifiant* $b_2 = 10$.

a et *b* sont évidents; *d* résulte du lemme 1; pour démontrer *c*, on remarque que V est obtenue (3) par déformation analytique d'une surface algébrique W fibrée en courbes elliptiques sur une courbe rationnelle, pour laquelle on a $c_1 = 0$ d'après (B); comme W n'a pas de torsion, on montre aisément que son fibré canonique est trivial.

Remarque. — Toute déformation différentiable d'une surface de Kodaira simplement connexe appartient à l'une des classes *a*, *b*, *c* du théorème 2, et vérifie $p_g = 1$ et $q = 0$; si l'on a $\dim \mathfrak{M}(V) = 0$ et si V ne possède pas de courbe exceptionnelle de première espèce, alors la structure de V est précisée par le lemme 2.

3. Soit V une surface analytique complexe compacte simplement connexe vérifiant $b_2 = 1$; comme V n'a pas de torsion, il existe un générateur α de $H^2(V, Z)$ tel qu'on ait $\alpha^2[V] = \pm 1$; l'égalité $\alpha^2[V] = -1$ est exclue, car elle entraîne $\tau = -1$ et $c_1^2[V] = 2E + 3\tau = 3$, τ désignant

l'indice de la forme quadratique de V. On a donc $\alpha^2[V] = 1$, $\tau = 1$ et $c_1^2[V] = 9$, soit $c_1 = \pm 3\alpha$; $-c_1$ étant la classe caractéristique du fibré canonique sur V, il existe un diviseur D qui définit la classe de cohomologie 3α; donc il existe une courbe analytique irréductible C vérifiant $(C^2) > 0$, et V est une surface algébrique [7]. Par un raisonnement de A. Andreotti [8], on obtient

THÉORÈME 3. — *Une surface analytique compacte simplement connexe, vérifiant $b_2 = 1$, est une surface algébrique birationnellement équivalente, sans exceptions, au plan projectif.*

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) *Analytic Functions*, Princeton, 1960, p. 121-135.

(2) Cf. *loc. cit.*, § 4 et 5.

(3) *Loc. cit.*, th. 18.

(4) *Loc. cit.*, th. 3.

(5) La démonstration de ce lemme est essentiellement contenue dans un raisonnement de K. KODAIRA, *Ann. Math.*, 71, 1960, p. 111-152, § 5.

(6) Cf. *loc. cit.* in (5), § 5.

(7) Cf. *loc. cit.* in (5), th. 3.3.

(8) *Algebraic Geometry and Topology*, Princeton, 1957, p. 58-59 et 66.

(*Palais de l'Université, Strasbourg, Institut Henri Poincaré, Paris.*)

HYDRAULIQUE. — *Expériences sur les cheminées d'équilibre déversantes avec ou sans étranglement et recevant un débit d'apport, celui-ci pouvant se faire soit au-dessus, soit au-dessous de l'étranglement dans le cas où la cheminée en comporte un.* Note (*) de M. **Jacques Dat**, transmise par M. Léopold Escande.

Les résultats théoriques obtenus par l'emploi d'une méthode de calcul approchée des chambres d'équilibre déversantes avec débit d'apport sont confirmés par l'expérience avec une bonne approximation.

M. L. Escande a proposé une méthode analytique de calcul des cheminées d'équilibre déversantes à section constante munie ou non d'un étranglement et recevant un débit d'apport dans le cas où la vitesse dans le canal d'amenée est positive lorsque commence le déversement [1]. Si la cheminée comporte un étranglement, le débit d'apport peut s'effectuer soit au-dessus, soit au-dessous de celui-ci. Nous avons complété cette étude dans le cas où la vitesse dans le canal d'amenée est négative lorsque débute le déversement [2].

Les expériences relatées, dans la présente Note, ont pour but de vérifier le degré d'approximation obtenu par cette méthode.

On suppose dans une première hypothèse (hypothèse I) que la longueur du seuil déversant est infinie : pendant toute la durée du déversement, le plan d'eau reste à la cote A du seuil déversant au-dessus du niveau statique. Dans une deuxième hypothèse (hypothèse II), la longueur du seuil n'est plus supposée infinie : on admet que la contre-pression conserve pendant toute la durée du déversement la valeur qu'elle aurait, lorsque le plan d'eau est à une hauteur $A + 0{,}5\, h_1$, h_1 étant la charge nécessaire à l'écoulement du débit Q_N. Le débit Q_N est la somme du débit Q_1 du canal d'amenée à l'instant où débute le déversement et du débit d'apport Q_a.

L'étude expérimentale a été faite sur une installation pour laquelle

$$F = 0{,}20 \text{ m}^2; \qquad f = 0{,}0288 \text{ m}^2; \qquad L = 30{,}82 \text{ m}$$

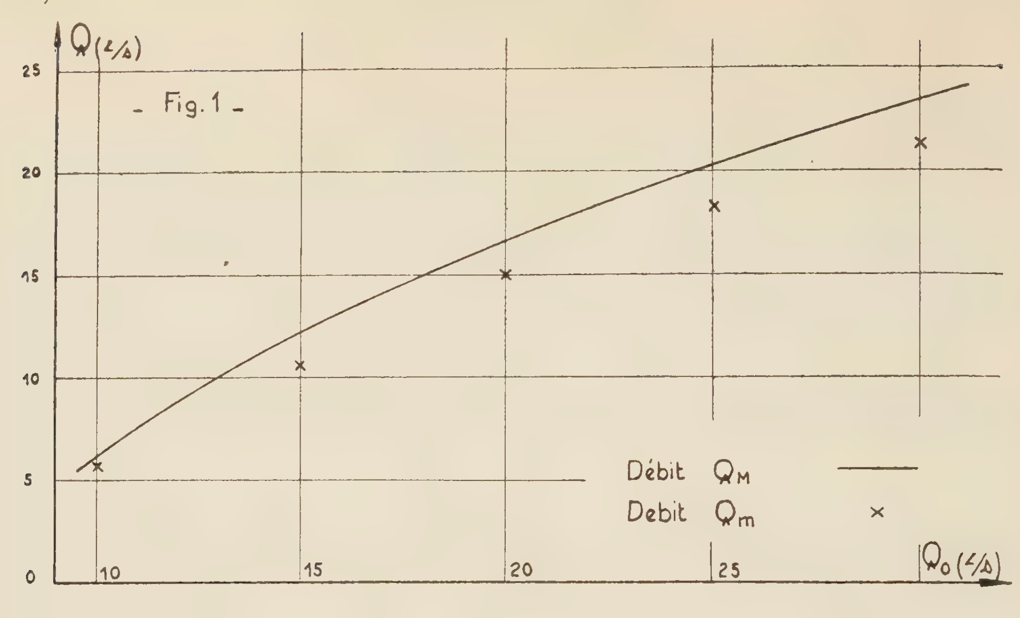
et pour trois valeurs différentes de la hauteur A :

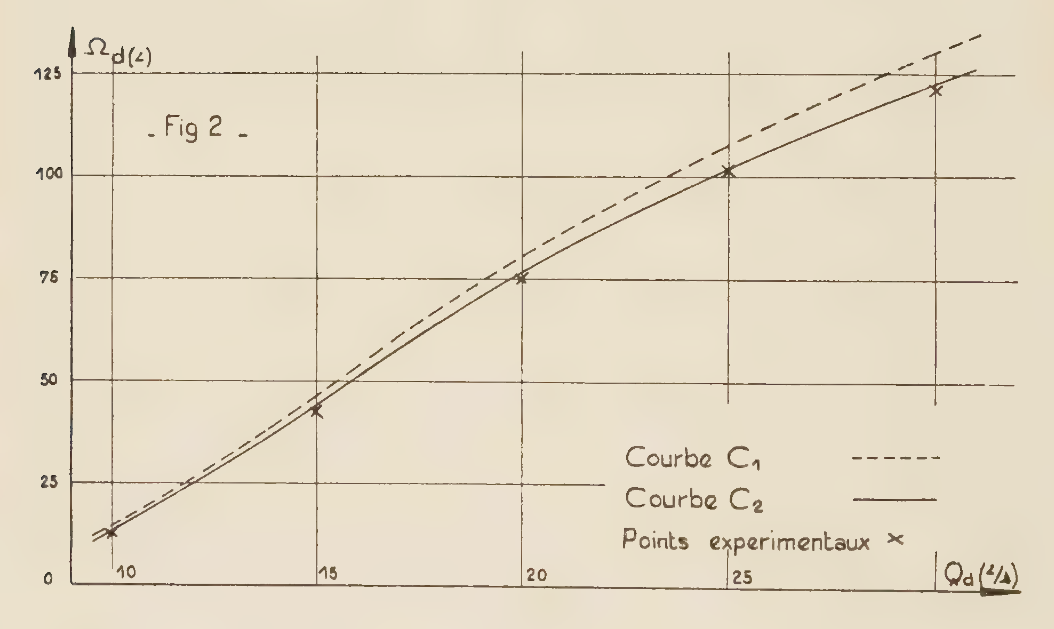
$$A = 13{,}6, \quad 18{,}65 \quad \text{et} \quad 29{,}7 \text{ cm}.$$

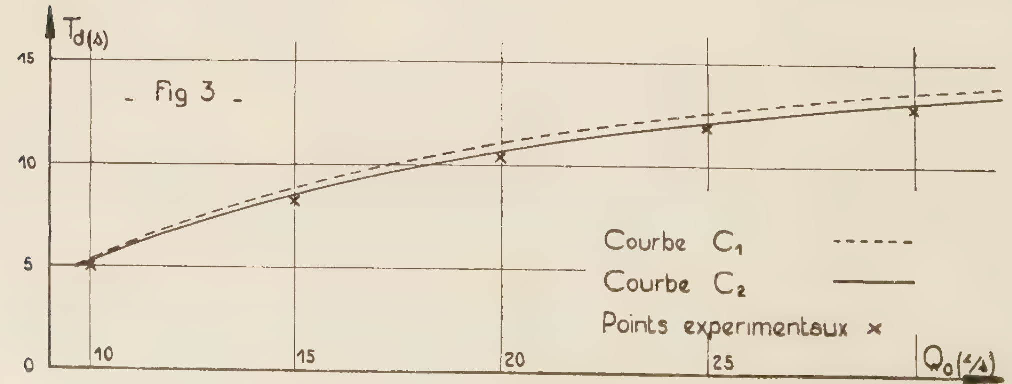
Pour chacune de ces hauteurs, les manœuvres ont été effectuées pour les cinq valeurs suivantes du débit initial Q_0 de l'orifice :

$$Q_0 = 10, \quad 15, \quad 20, \quad 25 \quad \text{et} \quad 30 \text{ l/s}.$$

Pour le débit d'apport, nous avons conservé dans tous les cas, la valeur constante $Q_a = 10$ l/s.


Q (l/s)
- Fig. 1 -
25
20
15
10
5
0
10
15
20
25
Débit Q_M
Debit Q_m
Q_0 (l/s)


Ω_d (l)
- Fig 2 -
125
100
75
50
25
0
10
15
20
25
Courbe C_1
Courbe C_2
Points experimentaux
Q_d (l/s)


T_d (s)
- Fig 3 -
15
10
5
0
10
15
20
25
Courbe C_1
Courbe C_2
Points experimentaux
Q_0 (l/s)

Les pertes de charge dans le canal d'amenée pour différentes valeurs du débit, dans ce canal, sont les suivantes :

Q (l/s)...........	10	15	20	25	30
P (cm)...........	3,5	7,7	13,4	20,8	29,35

L'étranglement éventuellement utilisé correspond à une perte de charge de 28 cm pour un débit de 20 l/s qui le traverse. Cette perte de charge varie suivant une loi quadratique et a sensiblement la même valeur quel que soit le sens du courant à travers l'étranglement.

Les déplacements du plan d'eau sont enregistrés électroniquement au moyen d'un appareil étudié précédemment ([3]). Cet appareil permet de déterminer la durée de déversement et le débit déversant maximal. Le volume total déversé Ω_d est recueilli dans un récipient étalonné de grande capacité.

Les résultats obtenus pour les trois valeurs de A étudiées mettent en évidence les mêmes caractéristiques. Dans cette Note, nous nous limiterons à l'examen des expériences relatives à la hauteur du seuil déversant $A = 18,65$ cm, dans le cas où la cheminée reçoit un débit d'apport au-dessus de l'étranglement.

Les deux autres cas : cheminée sans étranglement ou avec étranglement, le débit d'apport se faisant sous celui-ci, conduisent à des résultats absolument analogues.

La figure 1 compare à la courbe des valeurs théoriques du débit Q_M, les valeurs expérimentales obtenues pour le débit maximal déversant Q_m. Comme il résulte des considérations théoriques, Q_M est toujours supérieur à Q_m: l'écart restant assez faible.

Sur la figure 2, les deux courbes théoriques C_1 et C_2 d'abscisse Q_0, d'ordonnée Ω_d, ont été calculées au moyen de la méthode analytique approchée avec l'hypothèse I pour C_1 et l'hypothèse II pour C_2. On voit que les points expérimentaux se placent au-dessous des deux courbes, très près de la courbe C_2. On peut en conclure que les valeurs calculées correspondent à un écart qui est toujours dans le sens de la sécurité et qui est beaucoup plus faible dans le cas de l'hypothèse II.

La figure 3 met en évidence des résultats analogues en ce qui concerne la durée totale de déversement t_d.

(*) Séance du 10 avril 1961.

([1]) L. Escande, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 3021; 243, 1956, p. 461.

([2]) L. Escande et J. Dat, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1395.

([3]) J. Nougaro, J. Dat et G. Giralt, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 30.

SERVOMÉCANISMES. — *Sur le comportement de l'opérateur humain lorsque le système commandé est quelconque.* Note (*) de MM. **Pierre Naslin** et **Jean-Claude Raoult**, transmise par M. Charles Camichel.

Comme suite à une précédente Note [1], les auteurs donnent l'expression de la transmittance d'un opérateur adapté, valable en régime harmonique et dans le cas d'un organe commandé quelconque.

Dans une précédente Communication l'un d'entre nous a défini le problème du comportement d'un opérateur placé dans une chaîne d'asservissement; il a présenté en outre quelques résultats concernant le comportement de l'opérateur en régime harmonique lorsque la transmittance du système commande-machine est $S(p) = K_2$.

La présente Communication concerne le cas général où $S(p)$ est quelconque.

Nous avons établi que l'opérateur humain modifie sa transmittance $F(p)$ en fonction de $S(p)$. La loi d'adaptation est la suivante : $F(p)$ subit la modification qui laisse inchangée la transmittance $D(p)$ de la chaîne d'action de l'ensemble opérateur-commande-machine lorsque $S(p)$ varie.

Les résultats que nous avons présentés dans la Communication précédente restent donc valables. Résumons-les :

1° $D(p) = K(e^{-0,1p}/p)$;

2° K varie, en fonction du spectre de fréquence du signal, entre 5 et 9.

Nous en déduisons que les courbes de Black de $D(p)$ données dans cette précédente communication restent valables et que la transmittance de l'opérateur humain seul est

$$F(p) = K\frac{e^{-0,1p}}{p}\frac{1}{S(p)}.$$

Le schéma fonctionnel de l'ensemble opérateur-commande-machine est donc celui de la figure 1.

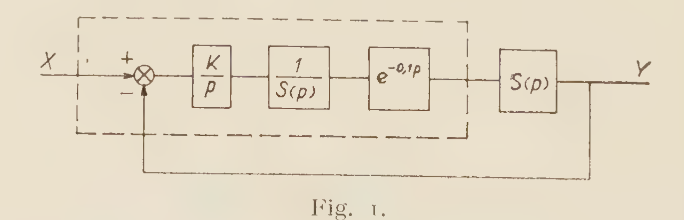


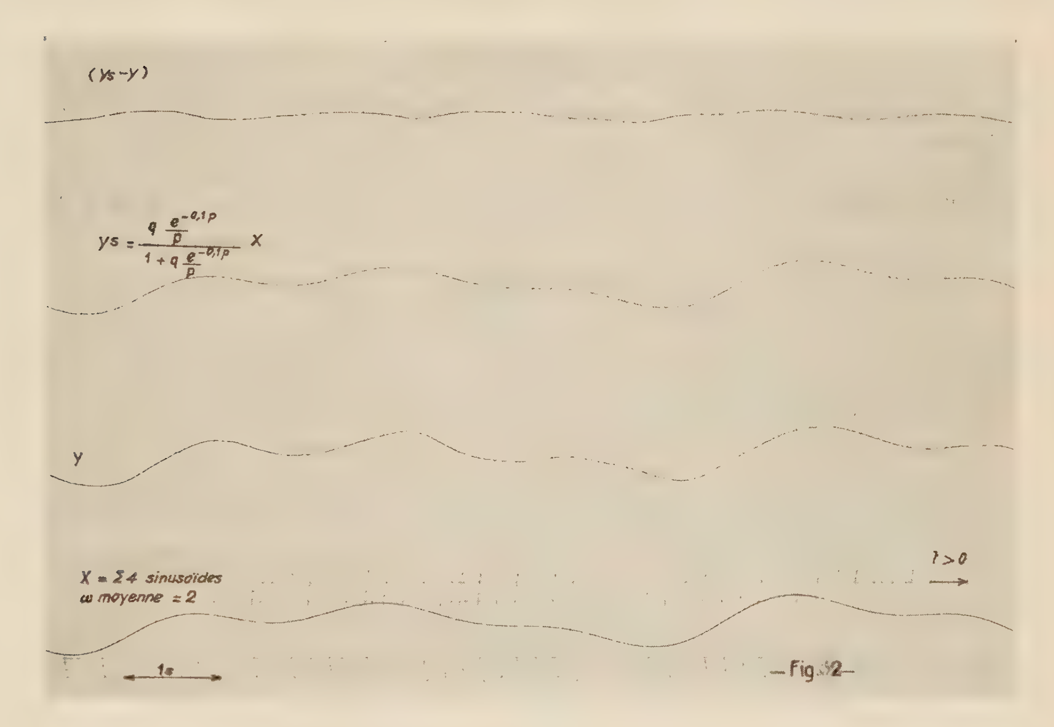
Fig. 1.

Les résultats énoncés ci-dessus sont illustrés par la figure 2 qui représente les enregistrements des réponses respectives de l'opérateur humain travaillant avec un système commande-machine défini par $S(p) = 20/(1+2p)$ et de l'opérateur simulé avec $D(p) = 9\,e^{-0,1p}/p$. On voit que l'erreur entre

les deux réponses est très faible. Notons que le signal d'entrée était constitué de quatre sinusoïdes de fréquences voisines et premières entre elles.

Il est important de préciser que l'adaptation de l'opérateur ne peut se faire que dans certaines limites. Les fonctions qui sont imposées à l'opérateur ne peuvent être complexes. Elles sont comprises entre la double intégration pure et la dérivation pure. Les formes prises par $[K_1/p\,S(p)]$ peuvent donc être :

$$K_1(1+T_1p),\quad K_1,\quad K_1\frac{1+T_1p}{1+T_2p},\quad K_1\frac{1}{1+T_2p},\quad \frac{K_1}{p},\quad K_1\frac{1}{p(1+T_2p)}.$$



D'autre part, pour une forme de $S(p)$ donnée, l'opérateur ne peut ajuster son gain K_1 que dans certaines limites.

La valeur que K_1 ne peut dépasser est imposée par les limites de déplacement du levier de commande, compte tenu de l'amplitude maximale du signal d'entrée. Mais la limite inférieure de K_1 est due à la présence d'une non-linéarité dans la chaîne d'action de l'opérateur. Nous avons réalisé une expérience où l'opérateur travaillait avec un système commande-machine simple défini par $S(p) = K_2$. Une augmentation de K_2 entraînait une diminution de K_1. Il en résultait un accroissement de l'amplitude de l'oscillation parasite présente dans la réponse et dont la fréquence ne dépendant pas du signal d'entrée : il s'agissait donc d'une oscillation non linéaire.

(*) Séance du 5 avril 1961.

(1) RAOULT, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 1418.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur un problème de compatibilité des règles de quantification des champs.* Note (*) de M. **Kuo-Hsien Tzou**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les règles de quantification des champs s'expriment par des commutateurs ou anticommutateurs suivant qu'il s'agit de bosons ou de fermions :

$$[\psi_\alpha(x, m), \bar{\psi}_\beta(x', m)]_\pm = i\hbar c\, \Lambda_{\alpha\beta}(\partial, m)\, \Delta(x - x', m). \tag{1}$$

$\Delta(x, m)$ est le propagateur de Jordan et Pauli et $\Lambda(\partial, m)$ l'opérateur projetant les solutions de l'équation de Klein-Gordon sur les solutions correspondantes de l'équation du champ ψ considéré [1], [2]. $\Delta(x - x', m)$ est antisymétrique en x et x'. Il est évident que la compatibilité des relations (1) avec la permutation de x et x' doit être assurée par les propriétés de symétrie du projecteur Λ.

Pour les champs hermitiens, $\bar{\psi}$ doit être remplacé par ψ dans (1). Dans ce cas, le commutateur et l'anticommutateur sont respectivement antisymétrique et symétrique en x et x'. Les relations (1) seront donc invariantes par la permutation de x et x' si

$$\Lambda^{\mathrm{T}}(-\partial, m) = \mp \Lambda(\partial, m), \tag{2}$$

(—) pour les fermions, (+) pour les bosons; l'indice supérieur ^{T} désigne la transposition des matrices. Inversement, si l'on connait l'opérateur Λ et sa propriété de symétrie, la compatibilité avec l'échange de x et x' pourra décider si c'est le commutateur ou l'anticommutateur qui convient, et par conséquent quelle sera la statistique des particules. Si, en permutant x et x', on prend en même temps les conjugués hermitiens des deux membres de (1), on ne retrouvera les mêmes relations que si

$$\Lambda^{\dagger}(-\partial, m) = \Lambda(\partial, m), \tag{3}$$

cela, indépendamment du spin. Ce procédé combiné ne détermine donc pas la statistique des particules. Mais la conjugaison hermitienne seule, tout comme la permutation de x et x' seule, implique bien la statistique. Comme exemples de champs hermitiens, citons les champs tensoriels non chargés, dont les projecteurs $\Lambda(\partial, m)$ sont hermitiens et symétriques vis-à-vis du signe de ∂. Ainsi seules les règles à commutateur sont compatibles avec la permutation de x et x' et avec la conjugaison hermitienne. Parmi les champs tensoriels hermitiens on a en particulier le champ électromagnétique et le champ de gravitation [3]. Remarquons que les conclusions de ce paragraphe sont valables aussi bien pour les champs de masse propre nulle que pour ceux de masse propre non nulle.

En général, les champs ne sont pas hermitiens en théories des particules à spin. Nous supposons que l'équation du champ peut, indépendamment

du spin, s'exprimer sous la forme $(\beta_\lambda \partial_\lambda + m)\psi = 0$. Pour les champs de spin s unique, les matrices β_λ, en général, ne sont pas hermitiennes dès que $s > 1$, quoiqu'elles puissent l'être pour certains champs à plusieurs états de spin. Dans ce qui suit, nous ne supposerons pas l'hermiticité des matrices β_λ. Le champ adjoint est défini par $\bar{\psi} = \psi^\dagger \theta$, θ étant une matrice non singulière remplissant les conditions

$$(4) \qquad \theta^{-1}\beta_j^\dagger \theta = -\beta_j, \qquad \theta^{-1}\beta_4^\dagger \theta = \beta_4 \qquad (j = 1, 2, 3).$$

Permutons x et x' et prenons en même temps les conjuguées hermitiennes des relations (1),

$$(5) \qquad [\psi_\alpha(x'), \bar{\psi}_\beta(x)]_\pm^* = i\hbar c\, \Lambda_{\beta\alpha}^\dagger(-\partial, m)\, \Delta(x - x', m).$$

L'astérisque * désigne la conjugaison hermitienne sur les opérateurs de champ et le symbole † celle sur les matrices telles que β_λ. Il est facile de démontrer les identités

$$[\psi_\alpha(x), \bar{\psi}_\beta(x')]_\pm = \theta_{\alpha\delta}^{\dagger-1} [\psi_\gamma(x'), \bar{\psi}_\delta(x)]_\pm^* \theta_{\gamma\beta},$$

puis, à partir de (5),

$$(6) \qquad [\psi_\alpha(x), \bar{\psi}_\beta(x')]_\pm = i\hbar c\, (\theta^{\dagger-1} \Lambda^\dagger(-\partial, m)\, \theta)_{\alpha\beta}\, \Delta(x - x', m).$$

Umezawa et Visconti ont donné une expression générale du projecteur Λ en fonction du spin ([1]); appliquée à $\Delta(x - x', m)$, elle est de la forme

$$(7) \qquad \Lambda(\partial, m) = m \sum_{r=0}^{2s} a_r \left(\frac{\beta_\lambda \partial_\lambda}{m}\right)^r,$$

les a_r étant des constantes réelles. Supposons que θ soit une matrice hermitienne. D'après (4), nous avons

$$(8) \qquad \theta^{\dagger-1}(\beta_\lambda \partial_\lambda)^\dagger \theta = -\beta_\lambda \partial_\lambda,$$

puis évidemment

$$(9) \qquad \theta^{\dagger-1} \Lambda^\dagger(-\partial, m)\, \theta = \Lambda(\partial, m)$$

Avec (6) et (9), nous retrouvons les relations (1), et la compatibilité avec la permutation de x et x' est démontrée. Dans le cas général des champs non hermitiens, tout comme dans celui des champs hermitiens, le procédé combiné de permutation $x \leftrightarrow x'$ et de conjugaison hermitienne n'implique donc pas la statistique des particules.

Si, avec Umezawa et Visconti, on met les équations du champ sous la forme générale $\Omega(\partial, m)\, \psi(x, m) = 0$, et suppose l'hermiticité du lagrangien du champ, on sera amené à la condition ([1])

$$\theta^{-1} \Omega^\dagger(-\partial, m)\, \theta^\dagger = \Omega(\partial, m).$$

Mais $\Omega(\partial, m)\Lambda(\partial, m) = \partial^2 - m^2$; nous retrouvons donc la condition de compatibilité (9). Remarquons qu'avec $\Omega(\partial, m) = \beta_\lambda\partial_\lambda + m$, on a à la fois l'hermiticité de la matrice θ et les conditions (4), si $m \neq 0$.

A cette occasion, nous trouvons utile de faire une remarque sur la dimension de l'opérateur $\Lambda(\partial, m)$. Il est beau de supposer, avec Umezawa et Visconti, une même dimension de cet opérateur pour tous les spins. Mais au cas où l'on a à considérer la transformation par inversion de masse (M), on doit, pour éviter ambiguïté et non-compatibilité, supposer des dimensions différentes pour Λ suivant qu'il s'agit de fermions ou de bosons. Dans le premier cas, l'expression (7) est bonne au point de vue de la dimension. Mais pour les champs des bosons, on doit avoir des opérateurs Λ d'une dimension $[m]^{2k}$ (k, nombre entier), ou par simplicité sans dimension ($k = 0$); on sera amené à poser dans ce cas

$$\Lambda'(\partial, m) = \sum_{r=0}^{2s} a'_r \left(\frac{\beta_\lambda\partial_\lambda}{m}\right)^r, \tag{10}$$

les a'_r étant également des constantes réelles. Bien entendu, un tel changement de dimension des variables de champ n'apporte aucune modification dans les théories des particules de masse propre non nulle.

Il sera intéressant de mentionner ici brièvement les invariances PT, CPT, PTM et CPTM des règles de quantification. En effet, l'inversion PT ou CPT implique le changement $x - x' \to x' - x$, comme si l'on permutait x et x'. Les opérations PTM et CPTM impliquent non seulement $x - x' \to x' - x$, mais encore $m \to -m$, de sorte que

$$\Lambda(\partial, m) \to \Lambda(-\partial, -m) = \pm\Lambda(\partial, m);$$

(+) pour les spins entiers, (—) pour les spins demi-entiers. D'après (7) et (10), on démontre que, comme la permutation de x et x', les invariances PT et PTM ne déterminent pas la statistique des particules [4]. Mais les invariances CPT et CPTM des règles de quantification ne sont assurées que lorsque les particules obéissent à la statistique caractéristique de leur spin [4].

(*) Séance du 5 avril 1961.

[1] H. Umezawa et A. Visconti, *Nuclear Physics*, 1, 1956, p. 348; H. Umezawa, *Quantum Field Theory*, chap. VIII, North-Holland Pub. Co., Amsterdam, 1956.

[2] O. Costa de Beauregard, *Théorie synthétique de la relativité restreinte et des quanta*, chap. VI, Gauthier-Villars, Paris, 1957.

[3] Une formulation approchée de la théorie de la gravitation par un champ linéaire de spin 2 et de masse propre nulle a été proposée dans le cadre de la relativité restreinte par G. D. Birkhoff, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 29, 1943, p. 231; 30, 1944, p. 324. *Voir* aussi M. Fierz, *Helv. Phys. Acta*, 12, 1939, p. 3 et p. 297; M. Fierz et W. Pauli, *Proc. Roy. Soc.* (London), A 173, 1939, p. 211; M. A. Tonnelat, *Ann. Phys.*, 17, 1942, p. 158; 19, 1944, p. 396.

[4] W. Pauli, dans *Niels Bohr and the Development of Physics*, p. 30, Pergamon Press, London, 1955; K. H. Tzou, *J. Phys. Rad.*, 22, 1961, p. 142.

ACOUSTIQUE. — *Sur la variation de la vitesse du son avec la température dans les barres d'acier.* Note (*) de MM. **Constantin Sălceanu** et **Mircea Zăgănescu**, présentée par M. Jean Lecomte.

Dans une Note antérieure (1), l'un de nous a entrepris, en collaboration, une étude expérimentale concernant la variation de la vitesse du son avec la température dans une barre d'acier, en suivant le *déplacement de la bande principale de résonance acoustique* pour chaque température considérée. Le résultat de cette étude a été consigné dans le tableau suivant :

t (°C).........	16	66	116	166	216	266	316	366
V (m/s).......	5 140	5 085	5 028	4 963	4 919	4 862	4 817	4 773

Le but de la présente Note est de montrer que ces résultats peuvent être obtenus en partant de la formule de Newton $V = \sqrt{E/\delta}$, où V est la vitesse du son pour les propagations longitudinales, E le module d'élasticité de Young et δ la masse spécifique du métal employé.

Cette formule est valable aussi pour les barres métalliques dans le cas des ondes longitudinales (2).

Les valeurs de E, pour les différentes températures, ont été trouvées dans le *Handbuch der Physik* (3) comme valeurs expérimentales pour le domaine — 20-600° C. En ce qui concerne les valeurs de δ, nous avons supposé, dans une première approximation, que cette valeur est la même que celle de l'acier, considérée à 20° C, c'est-à-dire $\delta = 7,85$ g/cm³.

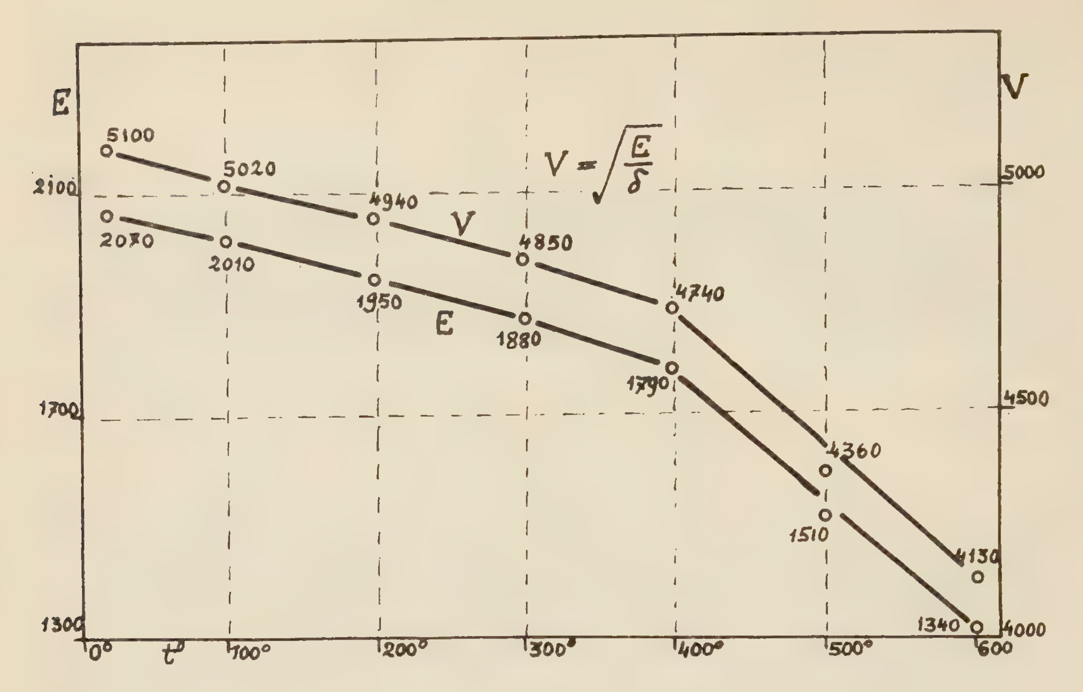
Avec ces considérations, nous avons construit le tableau suivant, qui représente les valeurs calculées à diverses températures, pour les vitesses du son dans la barre d'acier.

t (°C).	E (kg/cm³).	V (m/s).	t (°C).	E (kg/cm³).	V (m/s).
20..........	$2,07.10^6$	5 100	400..........	$1,79.10^6$	4 740
100..........	2,01 »	5 020	500..........	1,51 »	4 360
200..........	1,95 »	4 940	600..........	1,34 »	4 130
300..........	1,88 »	4 850			

Les courbes suivantes représentent les variations de E et de V avec la température.

Dans le domaine exploré par nous (16-366° C), la dépendance de V avec la température, peut être considérée comme linéaire. Cela correspond aux valeurs calculées, en partant de la formule de Newton. En même temps, en regardant les deux tableaux concernant les valeurs observées et calculées de la vitesse du son dans la barre en acier, on remarque une très bonne concordance.

Cette vérification justifie, dans le cas de l'acier et pour le domaine 16-366° C, l'utilisation de la méthode du *déplacement de la*



bande principale de résonance acoustique, pour la détermination de la variation de la vitesse du son avec la température.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) C. Sălceanu et E. Huschitt, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2731.

(2) Bergmann, *Der Ultraschall* (éd. russe), 1956, p. 342.

(3) *Hand. Phys.*, 6, 1928, p. 627.

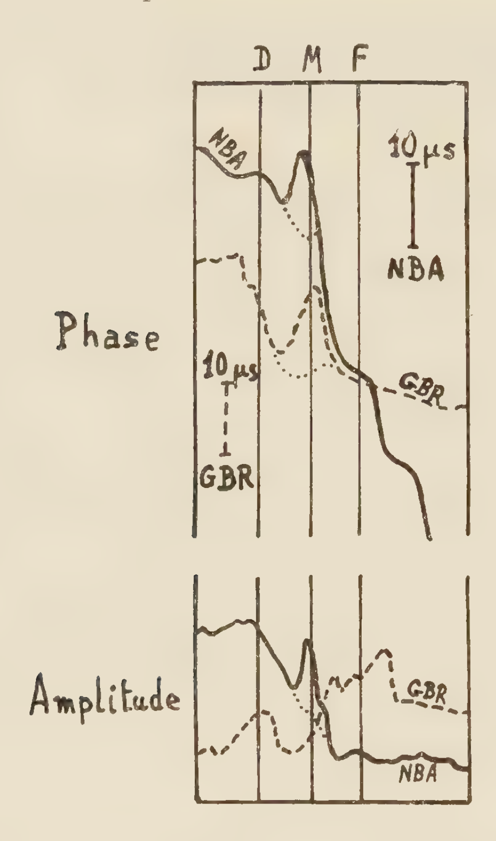
CHRONOMÉTRIE HERTZIENNE. — *Influence de l'éclipse totale de Soleil du 15 février 1961 sur la durée de trajet des ondes myriamétriques.* Note (*) de MM. **Bernard Decaux**, **André Gabry**, **Jean Lachâtre** et **Jacques Lucas**, présentée par M. André Danjon.

La phase et l'amplitude des émissions de Rugby (GBR) et Panama (NBA) ont été enregistrées à La Turbie (Alpes-Maritimes) pendant l'éclipse ainsi que les jours précédents et suivants. L'éclipse a reproduit les conditions de propagation de nuit. Diverses particularités ont été observées.

L'enregistrement continu de la phase des émissions de fréquences étalon sur ondes myriamétriques permet, comme deux d'entre nous l'ont signalé dans une précédente Note (1), d'étudier les variations de la durée de trajet suivant les conditions de propagation, plus particulièrement en fonction de l'heure. L'éclipse de Soleil du 15 février dernier, totale dans le midi de la France, permettait d'effectuer dans les meilleures conditions d'intéressantes expériences dans ce domaine. Nous avons transporté au fort de la Tête-de-Chien près de La Turbie (Alpes-Maritimes), où se trouve une annexe du C. N. E. T., une partie du matériel d'enregistrement habituellement en service à Bagneux, montée pour la circonstance dans un camion-laboratoire. Un oscillateur à quartz de référence, équipé de transistors et muni d'une source de courant interne, a été transporté en fonctionnement et installé, à la Tête-de-Chien, dans un local souterrain une semaine avant l'éclipse; il a pu ainsi garder la stabilité de fréquence nécessaire. L'ensemble des enregistreurs a été en service permanent du 7 au 16 février pour la phase des deux émetteurs de Rugby (GBR) sur 16 kHz et de Panama (NBA) sur 18 kHz, ainsi que pour l'amplitude de leur réception (en échelle arbitraire).

L'intérêt de telles expériences résultait des conditions particulières de propagation dues à la situation géographique et à l'heure de l'éclipse. La zone centrale de l'éclipse se trouvait orientée, par rapport à la Tête-de-Chien, à peu près à 45° de la direction de Rugby et à 15° seulement de celle de Panama. Par conséquent les ondes venant de Rugby traversaient une zone beaucoup moins éclipsée que celles de Panama. D'autre part, le maximum de l'éclipse se produisant à 7 h 34 T. U. alors que le Soleil s'était levé au niveau de la mer à 6 h 31 (5 h 30 environ dans l'ionosphère), le trajet des ondes de Rugby était pratiquement entièrement dans le jour, tandis que celui des ondes de Panama était encore aux deux tiers dans la nuit. Enfin il y a lieu de remarquer que le déplacement de l'ombre de la Lune s'effectuait (en sens inverse de celui du lever du Soleil), à une vitesse près de sept fois plus grande qu'un coucher, ou un lever, de Soleil normal.

Les résultats obtenus furent les suivants. Dans les jours autres que le 15 février, la variation de la durée de trajet entre la nuit et le jour a atteint en moyenne 20 μs pour Rugby et 75 μs pour Panama. Au moment de l'éclipse, la durée de trajet a repris pour les deux émissions une valeur voisine de celle de la nuit, sa variation suivant sensiblement la grandeur de l'éclipse. Mais il y a lieu de souligner que le maximum d'effet s'est produit pour Panama quelques minutes avant le maximum de l'éclipse, et pour Rugby quelques minutes après ce maximum; l'écart entre les deux a été



d'environ 10 minutes (la faible vitesse de déroulement de l'enregistreur ne permettant pas de préciser davantage). L'amplitude de la réception de Panama a présenté au moment de l'éclipse une augmentation, dont l'allure est analogue à celle de la phase; au contraire l'intensité de réception de Rugby n'a pas évolué de façon différente de celle des autres jours. La figure ci-dessus résume les divers enregistrements. Les lettres D, M et F désignent respectivement le début de l'éclipse (coïncidant avec le lever du Soleil au sol), son maximum et sa fin; les raccords de courbes en pointillé représentent la forme qu'aurait présenté chaque courbe en l'absence d'éclipse, d'après les enregistrements des autres jours.

Il est intéressant de comparer l'influence de l'éclipse à l'effet habituel des levers et couchers de Soleil, tel qu'il a été décrit dans la Note précitée [1]. Par exemple l'action de l'éclipse a suivi avec peu de retard l'obscurcis-

sement de l'ionosphère, alors que l'effet d'un coucher du Soleil s'étale sur près de 2 h pour Rugby, bien que ce coucher soit en réalité pratiquement simultané sur tout le trajet des ondes. Le décalage d'une dizaine de minutes entre les maximums d'effet pour les deux émissions doit être également remarqué, et semble en relation avec les situations différentes des deux trajets, que nous avons citées plus haut.

En même temps que les enregistrements effectués sur les émissions de Rugby et de Panama, nous avions organisé l'enregistrement du niveau des parasites atmosphériques sur 27 kHz. Ce niveau a marqué au moment de l'éclipse une remontée après la diminution habituelle liée à la fin de la nuit. Il ne semble pas cependant que cette remontée puisse être attribuée à l'éclipse d'une façon certaine, car des courbes analogues ont été observées à d'autres dates.

Un enregistrement de l'intensité de réception des émissions de fréquences étalon sur 5 MHz avait été également entrepris; mais la complexité due à la réception simultanée de plusieurs émissions d'Europe et d'Amérique n'a pas permis d'en tirer des conclusions.

(*) Séance du 10 avril 1961.
(1) B. Decaux et A. Gabry, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 2187.

(*Centre National d'Études des Télécommunications, Département Fréquences, Bagneux.*)

ÉLECTRONIQUE. — *L'effet de scintillation dans les autooscillateurs à lampes.* Note (*) de M. **Augustin Blaquière**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans un travail antérieur ([1]), nous avons analysé les sources de fluctuations qui interviennent dans un autooscillateur à lampe à circuit oscillant branché sur la grille. Notamment le bruit de grenaille de la lampe a été introduit dans la théorie en plaçant dans le circuit de grille une résistance fictive R_L conformément au schéma 1.

Nous nous proposons d'utiliser ici ce modèle pour étudier l'effet du bruit de fond anormal de la lampe dans le domaine des basses fréquences (effet de scintillation) sur le régime de l'autooscillateur. Nous jetterons ainsi un pont entre la théorie phénoménologique de M. Buyle-Bodin, qui n'est valable que pour les composantes lentes du bruit de scintillation, et notre théorie générale antérieure. Ainsi se trouvera précisé un point délicat, dans une région du spectre qui est très importante pour la spectrométrie hertzienne.

L'introduction de la résistance fictive R_L représente l'application sur la grille d'une force électromotrice aléatoire $E_L(t)$ à laquelle on conférera maintenant les propriétés nécessaires pour représenter un bruit de scintillation.

En général, ce bruit est défini par son spectre, donné sur les figures 13 et 48 de la référence ([3]). Il présente une branche d'allure presque infinie aux basses fréquences. Nous reviendrons à ce spectre pour appliquer les résultats de notre théorie. Mais pour le calcul lui-même, nous utiliserons la force électromotrice instantanée totale $E_L(t)$ aux bornes de R_L. Cette force électromotrice présente des fluctuations lentes et de grande amplitude, ce qui nous autorisera à *négliger ses dérivées par rapport au temps* dE_L/dt, *etc.* dans les calculs.

Nous introduirons cette hypothèse dans l'équation d'oscillation perturbée par le bruit de la lampe ([2]), qui s'écrit, avec la variable v, tension aux bornes de C :

$$(1)\qquad \left| LC\frac{d^2}{dt^2}+(Ms+rC)\frac{d}{dt}+1\right| v+Ma\frac{d}{dt}(v+E_L)^2+Mb\frac{d}{dt}(v+E_L)^3=-Ms\frac{d}{dt}E_L.$$

Les coefficients a et b sont ceux qui interviennent dans l'expression de la caractéristique de la lampe (lampe à grande résistance interne)

$$i_p=sV_g+aV_g^2+bV_g^3,$$

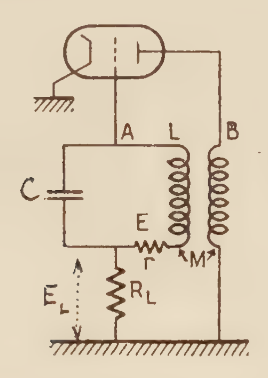
i_p est la composante variable du courant de plaque; V_g celle de la tension de grille; M, la mutuelle de couplage entre le circuit de plaque et le circuit oscillant de grille; L, C, r, sont respectivement la self, la capacité et la résistance-série du circuit oscillant (*fig.* 1).

L'équation (1) s'écrit, développée en v :

$$\left[LC\frac{d^2}{dt^2}+(Ms+rC)\frac{d}{dt}+1\right]v+Ma\frac{d}{dt}v^2+Mb\frac{d}{dt}v^3$$
$$=-M\frac{d}{dt}[sE_L+2avE_L+aE_L^2+3bv^2E_L+3bvE_L^2+bE_L^3].$$

Si maintenant on exprime l'hypothèse que $E_L(t)$ est une fonction lentement variable, et si l'on néglige les termes en dE_L/dt, on obtient

$$(2)\qquad \left[LC\frac{d^2}{dt^2}+(Ms+rC)\frac{d}{dt}+1\right]v+Ma\frac{d}{dt}v^2+Mb\frac{d}{dt}v^3$$
$$=-2MaE_L\frac{dv}{dt}-6MbE_Lv\frac{dv}{dt}-3MbE_L^2\frac{dv}{dt}.$$



Enfin nous appliquerons à cette équation la méthode du premier harmonique. Posant

$$v=v_0\sin\omega_0 t\qquad\left(v_0,\ \text{amplitude constante};\qquad \omega_0=\frac{1}{\sqrt{LC}}\right)$$

et identifiant les termes fondamentaux des deux membres, il vient

$$(Ms+rC)v_0\omega_0\cos\omega_0 t+\frac{3Mb}{4}v_0^3\omega_0\cos\omega_0 t=-2MaE_Lv_0\omega_0\cos\omega_0 t-3MbE_L^2v_0\omega_0\cos\omega_0 t.$$

Négligeant le terme en E_L^2 au second membre, on obtient l'expression de l'amplitude d'oscillation v_0, qui se trouve lentement modulée par la fonction $E_L(t)$:

$$(3)\qquad v_0=2\sqrt{-\frac{Ms+rC+2MaE_L}{3Mb}}.$$

1° L'accrochage ne peut se produire que si l'expression qui figure sous le radical est positive. Nous nous placerons dans la zone d'accrochage, assez loin pour que le terme fluctuant laisse toujours l'argument du radical positif; la zone ainsi interdite est si étroite qu'elle n'intervient pas en pratique.

2° Dans ces conditions, on tire de l'expression (3) les fluctuations relatives d'amplitude dues à l'effet de scintillation, en dérivant logarithmiquement, et l'on obtient finalement pour le carré moyen :

$$\overline{\delta v_0^2} = - \frac{4 M a^2}{3 b (M s + r C)} \overline{E_L^2}.$$

Il est intéressant de rapprocher ce résultat de l'expression que nous avions obtenue [1], [3] en évaluant l'effet du bruit thermique du circuit oscillant sur l'amplitude d'oscillation

$$\overline{\delta v^2} = - \frac{k T r}{2 (M s + r C)},$$

$4kTr$ étant le carré moyen des fluctuations thermiques aux bornes de la résistance r du circuit oscillant, par unité de bande de fréquence. En effet, on voit que, dans les deux cas, *le bruit devient très fort au voisinage de l'accrochage*, $Ms + rC$ tendant vers zéro.

Il est aussi intéressant de noter que le coefficient de courbure a qui n'intervient pas dans la valeur de l'amplitude stabilisée en l'absence de bruit, joue un rôle très important dans « l'injection » du bruit de scintillation, de même qu'il joue un rôle important dans la création d'harmoniques. Et ceci est bien intuitif puisque le bruit de scintillation, qui s'introduit en basse fréquence, ne peut avoir un effet sensible au voisinage de la fréquence d'oscillation (qui est une fréquence élevée), que par la création de « produits de modulation » entre les termes de basse fréquence et le signal. Ce mécanisme s'apparente à celui de la création des harmoniques.

Si l'on regroupe les termes linéaires en dv/dt dans l'équation (2), on obtient pour coefficient : $Ms + rC + 2MaE_L + 3MbE_L^2$, qu'on peut interpréter en introduisant une fluctuation aléatoire de la pente de la lampe comme l'a fait M. Buyle-Bodin. On retrouve ainsi la formule (1) de la référence [4]. Les fluctuations de pente proviennent ici de la polarisation aléatoire de grille, et notre méthode les explicite en fonction des paramètres classiques, suivant

$$s(E_L) = s + 2aE_L + 3bE_L^2 \simeq s + 2aE_L \qquad \text{(en négligeant } E_L^2\text{)}.$$

(*) Séance du 5 avril 1961.

(1) A. Blaquière, *Ann. Radioélectr.*, 8, 1953, p. 36; *Thèse de Doctorat ès sciences physiques*, Paris, 1953.

(2) Équation (II.6) de la référence précédente.

(3) A. Blaquière, *Annales Françaises de Chronométrie*, 10, 1956, 26e année, 2e série.

(4) M. Buyle-Bodin, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1618.

(5) P. Grivet et A. Blaquière, *Le bruit de fond*, Masson et Cie, Paris, 1958.

ÉLECTRONIQUE. — *Sur le comportement des tubes à gaz rare ionisés lors du passage d'une impulsion brève.* Note (*) de MM. **Robert Desbrandes**, **Guy Norel** et **Yves Morineau**, transmise par M. Louis Néel.

Le phénomène observé expérimentalement par les auteurs concerne l'apparition d'une conductivité supplémentaire du plasma consécutive au passage d'une impulsion brève sur une électrode placée dans un tube à gaz rare ionisé. Cette conductivité se manifeste par un créneau dont la durée est directement fonction de la hauteur de crête des impulsions excitatrices. La durée du créneau peut atteindre plusieurs millisecondes.

Le tube dont on se propose d'étudier le comportement est constitué d'une électrode centrale (ruban torsadé), équidistante de deux plaques circulaires portées au même potentiel (potentiel d'ionisation du gaz).

Le gaz utilisé peut être l'hélium, le néon, l'argon, le krypton ou le xénon. Le tube est rempli à une pression voisine de celle qui correspond au minimum de la courbe de Paschen. La tension d'ionisation appliquée est de l'ordre de 500 V et une résistance variable règle le courant de fonctionnement à sa valeur optimale : 5 mA dans l'exemple choisi.

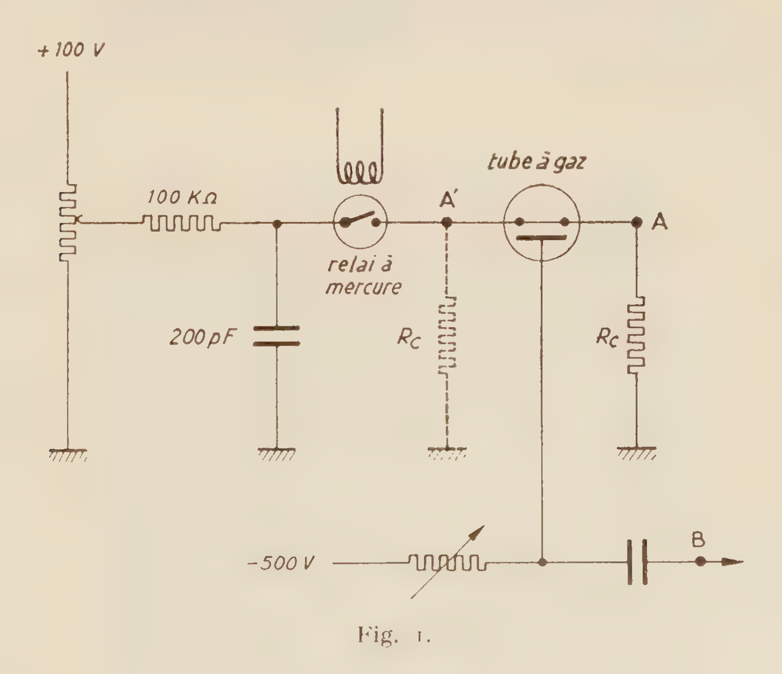
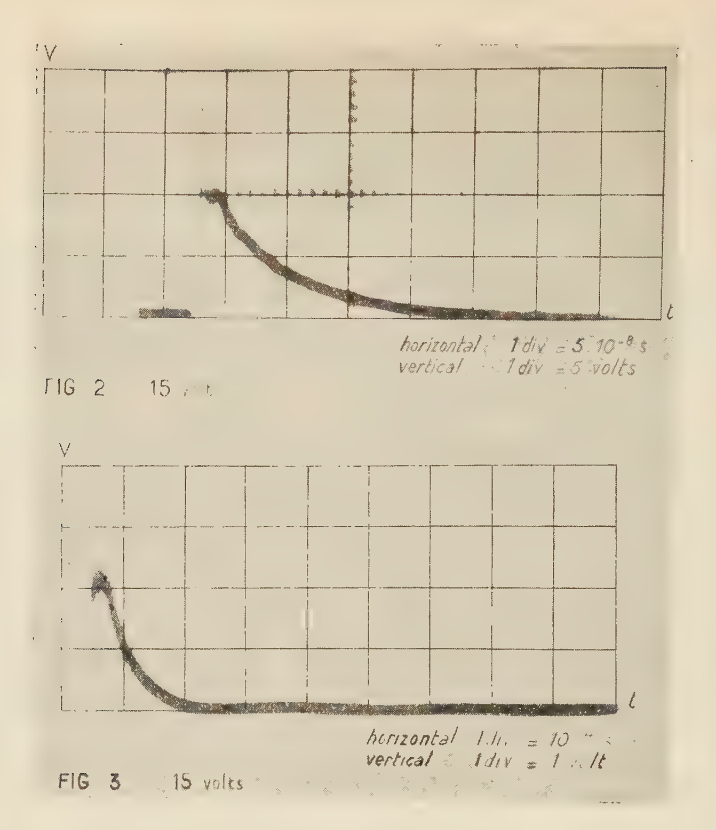
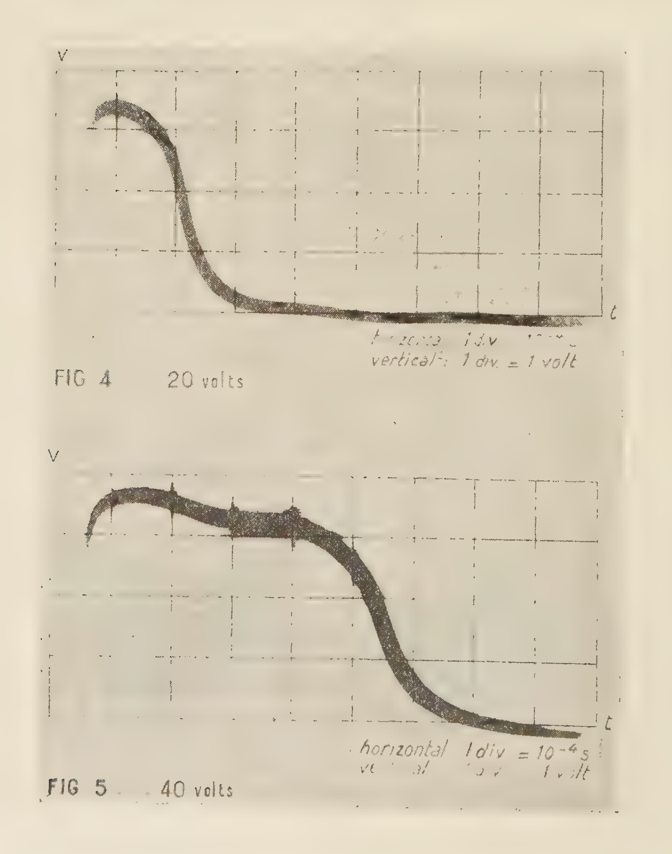


Fig. 1.

Les impulsions sont fournies par un étinceleur ou un relais à mercure du type Clare HGS 1004 de temps de montée inférieur à $3,5.10^{-9}$ s. Ces impulsions traversent le tube à gaz, sur l'électrode centrale, pour se dissiper dans la résistance R_c. R_c peut aussi être placée en A′ comme l'indique la figure 1.

Dans l'exemple étudié ici, le tube à gaz est un tube au xénon (pres-


V
t
FIG 2 15
V
t
FIG 3 15 volts


V
t
FIG 4 20 volts
vertical 1 div. = 1 volt
V
t
horizontal 1 div = 10⁻⁴ s
FIG 5 40 volts

sion : 3 mm Hg). La figure 2 représente l'impulsion excitatrice telle qu'elle apparaît en A ou A', sur un oscilloscope Tektronix 581 de temps de montée $3,5.10^{-9}$ s. La figure 4 représente la réponse obtenue en B avec le même oscilloscope. On peut voir que la durée de cette nouvelle impulsion est de l'ordre de 150 μs, soit 1000 fois la durée de l'impulsion excitatrice. Les figures 4 et 5 donnent les créneaux de réponse correspondant à des impulsions excitatrices dont les tensions de crête sont de 20 et 40 V.

La figure 6 montre que la largeur du créneau est sensiblement proportionnelle à la hauteur de crête des impulsions excitatrices. Nous voyons aussi qu'une impulsion minimale de 11 V est nécessaire pour déclencher le tube. C'est ce que nous avons vérifié expérimentalement.

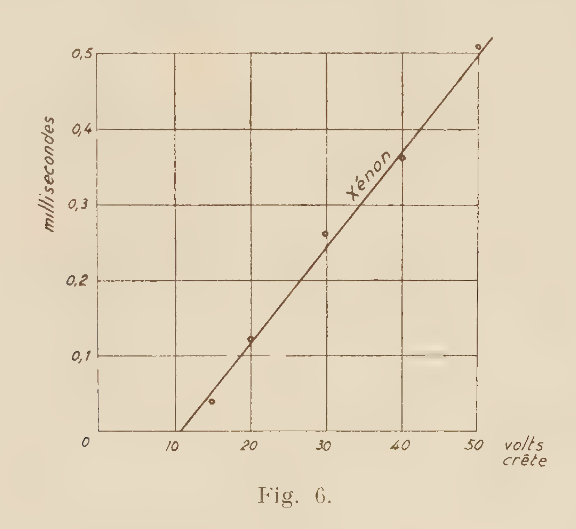


Fig. 6.

Les créneaux obtenus peuvent être intégrés et la tension moyenne est alors, si la fréquence de récurrence est constante, représentative de la valeur de la crête. Cette méthode permet d'obtenir la déviation complète (10 mV) d'un millivoltmètre enregistreur type MECI pour une variation de crête de 0,5 V, pour une fréquence de 100 impulsions/s.

Un voltmètre de crête basé sur ce principe peut donc avoir une très grande sensibilité.

La même expérience a été répétée avec des gaz rares plus légers que le xénon. Il apparaît que plus le gaz est léger, plus la tension de crête de l'impulsion excitatrice doit être importante pour déclencher le phénomène rapporté pour le tube au xénon.

(*) Séance du 5 avril 1961.

(Laboratoire de Diagraphies, Institut français du Pétrole, Rueil-Malmaison.)

MAGNÉTO-OPTIQUE. — *Sur les relations entre l'expérience de Hanle et la précession de spin induite optiquement. Application à l'étude des niveaux excités des atomes.* Note (*) de M. **Alfred Kastler**, présentée par M. Gustave Ribaud.

L'auteur propose de faire l'expérience de résonance optique dans un champ magnétique en utilisant des impulsions de lumière excitatrice se succédant à la période de Larmor de l'état excité. On obtient alors une précession cohérente des spins de l'état excité qui se manifeste par une modulation de la lumière de résonance optique pour un observateur convenablement situé. L'effet présente les caractères d'un effet de résonance et disparaît lorsque la fréquence d'impulsion est différente de la fréquence de Larmor.

Dans une Note récente, Bell et Bloom [1] viennent de montrer qu'il est possible — en éclairant des atomes paramagnétiques en lumière de résonance modulée à la fréquence de Larmor — de provoquer une précession cohérente des spins de ces atomes à l'état fondamental. Le but de la présente Note est d'indiquer l'analogie entre cette expérience et l'expérience de Hanle [2] et de proposer une méthode magnéto-optique qui permet de déterminer le facteur de Landé et la durée de vie des niveaux *excités* des atomes atteints par excitation optique.

Rappelons en quoi consiste l'expérience de Hanle : Soit $Oxyz$ un trièdre trirectangle. L'expérience de résonance optique d'une vapeur monoatomique est faite dans les conditions suivantes : On éclaire la vapeur par un faisceau de lumière qui se propage suivant Oy, la lumière étant polarisée rectilignement avec son vecteur électrique suivant Oz. Un observateur étudie l'intensité et l'état de polarisation de la lumière de résonance optique émise suivant Ox. En absence de champ magnétique cette lumière est fortement polarisée avec prédominance de vecteur électrique suivant Oz (le degré de polarisation observé dépend du schéma Zeeman de la raie de résonance, la polarisation est complète pour les raies de résonance des isotopes pairs des éléments Hg, Cd, Zn, Mg).

Lorsqu'on applique un faible champ magnétique H_0 suivant la direction d'observation Ox, l'observateur constate une dépolarisation de la lumière de résonance en même temps qu'une rotation du plan de polarisation dans le sens de la précession de Larmor. La mesure du degré de polarisation en fonction de H_0 permet la détermination de la durée de vie τ du niveau excité.

L'effet Hanle peut être interprété par une théorie semi-classique simple [2] que nous rappelons : l'excitation optique par une vibration lumineuse parallèle à Oz crée dans l'atome un dipôle excité vibrant suivant Oz, rayonnant la lumière de résonance et amorti avec une constante d'amortissement $\Gamma = 1/\tau$. Lorsque l'atome est soumis à un champ magnétique H_0, l'axe de ce dipôle est entraîné par la précession de Larmor autour

de H_0 et les propriétés spatiales de l'émission s'en trouvent modifiées. La modification intéressante se produit pour des vitesses angulaires de précession telles que l'amortissement du dipôle soit grand avant que celui-ci ait précessé d'un tour complet, donc dans la région $\omega_0 \tau = \gamma H_0 \tau < 2\pi$ (ω_0 est la pulsation de la précession de Larmor et γ le rapport gyromagnétique du niveau excité). Lorsque le champ H_0 est devenu intense et que $\omega_0 \tau \gg 2\pi$, le dipôle rayonnant fait un grand nombre de tours avant de s'amortir. Son rayonnement est alors celui d'un éventail devenu isotrope dans le plan yOz. Ce résultat reste valable si nous remplaçons le modèle classique de l'atome amorti par une collection d'atomes excités d'une manière aléatoire dans le temps par un rayonnement incident permanent et lorsque ces atomes émettent d'une manière discontinue des photons suivant une loi de probabilité en $\exp[-(t/\tau)]$.

Supposons maintenant que le cas $\omega_0 \tau \gg 2\pi$ soit réalisé, mais que, nous inspirant de la suggestion de Bell et Bloom, nous éclairions les atomes non pas de manière permanente, mais par des impulsions de lumière de pulsation ω. Considérons d'abord le cas où la lumière excitatrice est polarisée rectilignement suivant Oz et discutons les observations faites par deux observateurs visant l'un suivant Ox et l'autre suivant Oz.

Nous devons distinguer deux cas $\omega = \omega_0$ et $\omega \neq \omega_0$. Des atomes seront excités par chaque pulsation lumineuse, et leur dipôle rayonnant sera entraîné par la précession de Larmor autour de H_0. Si $\omega = \omega_0$, de nouveaux atomes excités seront créés chaque fois que des dipôles précédemment excités repassent pendant leur précession à la verticale Oz. Il se produit ainsi un effet cumulatif. Tous les atomes excités par les impulsions successives de lumière tournent autour de H_0 *en accord de phase et émettent de façon cohérente, comme le ferait un dipôle tournant unique.* L'observateur visant suivant Oz observe une lumière modulée de pulsation 2ω. Il voit des maximums de lumière chaque fois que le dipôle passe sur Oy. La modulation qu'il observe est en quadrature de phase avec la pulsation excitatrice. L'observateur visant suivant Ox pourra voir également des modulations de lumière de pulsation 2ω s'il est muni d'un polariseur. La phase des pulsations observées par lui dépendra de l'angle d'orientation de ce polariseur.

Si la lumière excitatrice est polarisée circulairement, nous devons remplacer le modèle de dipôle rectiligne vibrant par un « dipôle tournant » entraîné lui aussi par la précession de Larmor autour de Ox. Dans ce cas l'observateur visant suivant Oz muni d'un analyseur circulaire voit une modulation de l'intensité lumineuse de pulsation ω. S'il utilise comme analyseur une lame quart d'onde suivie d'un prisme biréfringent, il obtient deux images dont les modulations sont en opposition de phase et il peut alors employer un procédé de détection différentielle [3].

Supposons maintenant que la pulsation ω de la lumière excitatrice s'écarte de ω_0. Dans ce cas les dipôles successivement excités sont décalés

en phase dans leur précession de Larmor et s'étalent en éventail. Lorsque l'angle de l'éventail de l'ordre de $(\omega - \omega_0)\tau$ devient plus grand que 2π, la modulation vue par les observateurs s'atténue et finit par disparaître. En enregistrant comme « signal de résonance » l'intensité des modulations de la lumière réémise en fonction de $\omega - \omega_0$ on pourra donc tracer des courbes de résonance très semblables à des courbes de résonance magnétique. Leur emplacement fournira la valeur du facteur de Landé du niveau excité, leur largeur donnera la valeur de la durée de vie τ. L'expérience doit être aisément réalisable sur les états $^3P_1$ des atomes de zinc et de cadmium de longue durée de vie, en modulant la lumière excitatrice avec une cellule de Kerr sur une fréquence de l'ordre de 10 MHz.

Une difficulté expérimentale est due à la lumière parasite modulée provenant de la lumière excitatrice diffusée par les parois de la cellule de résonance. La lumière de résonance est modulée en quadrature de phase avec cette lumière parasite. Une détection sensible à la phase permet de séparer les deux effets.

Nous terminerons par deux remarques :

Entre l'expérience réalisée par Bell et Bloom (1) sur des états fondamentaux et l'expérience que nous proposons sur des états excités, il existe la même correspondance qu'entre les expériences de modulation de lumière sur l'état fondamental proposée par Dehmelt (4) et réalisée par Bell et Bloom (5) et les expériences de modulation faites par Series et al. (6) sur des états excités. L'expérience que nous proposons correspond à l'effet réciproque de l'expérience de Series et al.

Au lieu de provoquer la précession cohérente des spins par une modulation de l'intensité de la lumière excitatrice, on peut la produire en modulant la lumière excitatrice en fréquence, par exemple en soumettant la source lumineuse à un champ magnétique alternatif qui module par effet Zeeman la fréquence lumineuse émise.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) W. E. Bell et A. L. Bloom, *Phys. Rev. Letters*, 6, 1961, p. 280.
(2) A. C. G. Mitchell et M. W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University Press, chap. V, 1934.
(3) J. Brossel, *Ann. Phys.*, 7, 1952, p. 622, chap. III.
(4) H. G. Dehmelt, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1924.
(5) W. E. Bell et A. L. Bloom, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 1559.
(6) G. W. Series, *The Ann Arbor Conference on Optical Pumping*, The University of Michigan, 1959, p. 149; J. Dodd, W. Fox, G. W. Series et M. Taylor, *Proc. Phys. Soc.*, 74, 1959, p. 789.

(*Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, Paris, 5e.*)

PHYSIQUE DES SOLIDES. — *Mobilité des lacunes dans l'argent.*
Note (*) de M. **Yves Quéré**, présentée par M. Francis Perrin.

Des mesures de résistivité sur des échantillons d'argent trempés puis recuits permettent de déterminer l'énergie de déplacement d'une lacune (0,86 ± 0,06) eV et celle d'un autre défaut, sans doute une bilacune (0,58 ± 0,02) eV.

Après avoir trempé des lacunes dans un métal, on peut les chasser par recuit, car elles sont en équilibre métastable.

Il est malheureusement difficile de savoir *a priori* comment ces lacunes ont évolué au cours même de la trempe. Cette évolution, qui dépend surtout de la température et de la vitesse de trempe, peut conduire à la disparition de certaines des lacunes, mais aussi à leur rencontre pour former en premier lieu des bilacunes : le métal, après trempe, peut donc contenir soit des lacunes, soit des bilacunes, soit un mélange de ces deux types de défauts.

On peut en chauffant mesurer l'énergie d'activation pour leur déplacement. Comme les énergies de déplacement pour une lacune et pour une bilacune sont sans doute assez différentes [1], on doit pouvoir les distinguer l'une de l'autre.

Nous avons trempé depuis différentes températures, des fils d'argent ($\Phi = 100\ \mu$) avec une technique précédemment décrite [2] et étudié la variation par recuit de la résistivité $\Delta\rho$ induite par la trempe.

Recuits isochrones. — Ces recuits sont effectués par passage d'un courant dans le fil pendant 1 mn. La température du recuit est déterminée par la mesure de la résistance électrique du fil. La résistivité après recuit est mesurée dans l'azote liquide. On trouve alors (*fig.* 1) deux types de revenus suivant la température de trempe θ, comme dans le cas de l'aluminium [3] :

— $\theta < 600^\circ$ C : le recuit se fait en un stade. L'interprétation en est que les lacunes disparaissent sur des puits fixes;

— $\theta > 600^\circ$ C : on trouve deux stades de recuit; le premier représente sans doute l'agglomération des défauts en boucles ou tétraèdres de dislocations [4], le second la disparition, par autodiffusion, de ces dislocations.

Recuits isothermes. — Ils permettent de mesurer les énergies de déplacement E_d en appliquant la méthode de Dorn.

Les fils sont ici recuits dans un bain d'huile de squalane. La résistivité est mesurée à la température de l'hydrogène liquide. Deux cas sont à envisager :

— $\theta > 600^\circ$ C : la figure 2 représente des isothermes du premier stade de recuit ($\theta = 760^\circ$ C). L'énergie d'activation correspondante est (0,58 ± 0,02) eV;

— $\theta < 600^\circ$ C : la concentration de lacunes est très faible. On peut [5] l'évaluer à 10^{-6}. L'interaction avec les impuretés, dont la concentration est de quelque 10^{-6}, devient importante.

On peut au moins remettre en solution celles des lacunes qui avaient été piégées au cours de la trempe par un long revenu à basse température (2 h à 55° C).

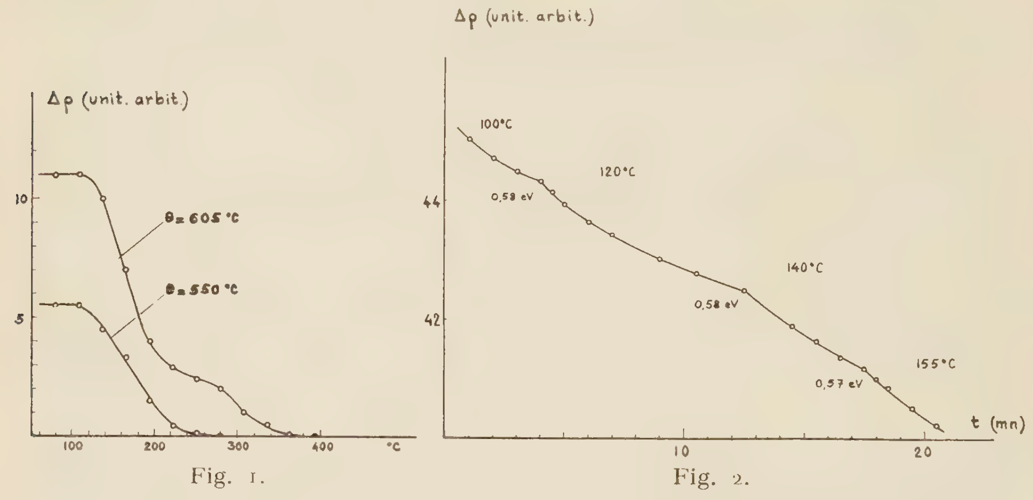


Fig. 1. — Variation par recuits isochrones de la résistivité d'argent trempé. Durée des recuits : 1 mn. θ représente la température de l'argent avant trempe.

Fig. 2. — Variation par recuits isothermes de la résistivité d'argent trempé ($\theta = 760^\circ$ C).

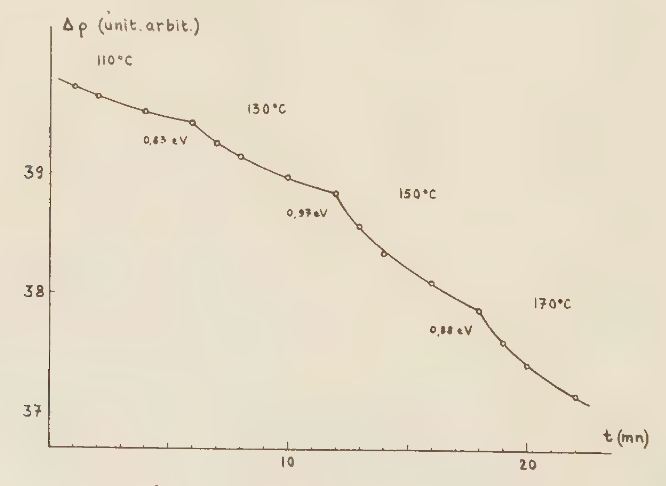


Fig. 3. — Variation par recuits isothermes de la résistivité d'argent trempé ($\theta = 525^\circ$ C).

Dans ces conditions, les valeurs de E_d quoique assez dispersées (0,78, 0,79, 0,83, 0,85, 0,88, 0,91 et 0,97 eV) sont significativement différentes de celle trouvée pour le premier stade précédent. Leur moyenne donne

$$E_d = (0,86 \pm 0,06)\ \text{eV} \qquad (\textit{fig. } 3).$$

Conclusion. — La faible énergie trouvée pour le premier stade des recuits après trempes $\theta > 600^\circ$ C, soit $E_d = (0,58 \pm 0,02)$ eV, suggère que les défauts qu'on voit disparaître sont des bilacunes. On n'aurait donc, dans ce cas, après trempe, pratiquement que des bilacunes dans le réseau. (Il importe de voir que ce fait *ne change rien* à la détermination de l'énergie de formation des monolacunes.)

Ce n'est qu'aux très faibles températures de trempe ($\theta < 600^\circ$ C) que l'on obtient des monolacunes parce que leur nombre est très faible. Leur énergie de déplacement est $(0,86 \pm 0,06)$ eV. On constate qu'en prenant comme énergie de formation $E_f = 1,06$ eV [2], on a $E_f + E_d = 1,92$ eV, énergie tout à fait comparable à l'énergie d'autodiffusion de l'argent, soit 1,91 eV [6]. Cette concordance n'est pas modifiée si l'on adopte pour E_f les valeurs trouvées par ailleurs, 1,09 eV [5] ou 1,10 eV [7].

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) J. H. Bartlett et G. J. Dienes, *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 848.
(2) Y. Quéré, *Comptes rendus*, 251, 1960, p. 367.
(3) C. Panseri et T. Federighi, *Phil. Mag.*, 3, 1958, p. 1223.
(4) R. E. Smallman et K. H. Westmacott, *J. A. P.*, 30, 1959, p. 603.
(5) R. O. Simmons et R. W. Balluffi, *Technical Report* nº 21, University of Illinois, Urbana, 1960.
(6) C. T. Tomizuka et E. Sonder, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 1182.
(7) M. Doyama et J. S. Koehler, *Phys. Rev.*, 119, 1960, p. 939.

(*Centre d'Études nucléaires, Saclay.*)

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Bandes d'absorption dues à l'ion* SO_4^{--} *dans* $CuSO_4.5H_2O$ *et dans* $CuSO_4.H_2O$. Note de M. **Itaru Gamo**, transmise par M. Auguste Rousset.

Mesure et interprétation des spectres d'absorption infrarouge de l'ion SO_4^{--} dans $CuSO_4.5H_2O$ et dans $CuSO_4$, H_2O.

On a mesuré entre 2,5 et 15 μ les spectres des deux cristaux en employant un spectrophotomètre Infracord de Perkin-Elmer à un prisme de NaCl. La technique du gâchis de Nujol a été utilisée.

Entre 950 et 1200 cm^{-1} on a observé des bandes caractéristiques de l'ion SO_4^{--}. Cependant, leurs aspects sont très différents dans les deux cristaux. Voici les fréquences observées (en cm^{-1}) avec leurs attributions :

Fréquence.	Attribution.	
	$CuSO_4.5H_2O$.	
1 200 F fine	Vibration de valence S — O	ν_3
1 170 F fine	Id.	ν_3
1 090 m	Id.	ν_3
1 000 F très fine	Vibration de valence S — O	ν_1
966 F très fine	Id.	ν_1
	$CuSO_4.H_2O$.	
1 200 F	Vibration de valence S — O	ν_3
1 120 F	Id.	ν_3
1 070 F (épaulement)	Id.	ν_3
1 020 m très fine	Vibration de valence S — O	ν_1

L'analyse par rayons X [1] montre que les quatre oxygènes de l'ion SO_4^{--} dans $CuSO_4.5H_2O$ ont tous des contacts différents : 1 s'associe à Cu et à H_2O; 2 à Cu et à $2H_2O$; 3 à $2H_2O$ et 4 à $3H_2O$. Puisque dans cette molécule l'interaction sera plus forte entre l'oxygène et le cuivre qu'entre l'oxygène et H_2O [2], les orbitales atomiques des oxygènes 1 et 2 subiront probablement plus de distorsion que ceux des oxygènes 3 et 4. Cela est certainement responsable de la répartition de ν_3 (1 200, 1170 et 1090 cm^{-1}), malgré qu'aucune distorsion de la structure tétraédrique de SO_4^{--} n'ait été observée dans les limites d'incertitude des mesures aux rayons X [1]. La fréquence la plus basse (1090 cm^{-1}) serait associée aux oxygènes 1 et 2. Cette théorie peut être appliquée aussi au dédoublement de ν_1 (1000 et 966 cm^{-1}). ν_1 est apparu à cause d'une violation des règles de sélection par la perturbation ci-dessus. Les bandes de ses composantes sont très fines et leurs intensités sont comparables à celles de ν_3, indiquant que cette perturbation est grande.

Quant à $CuSO_4.H_2O$, l'analyse par rayons X ne donne pour le présent que des paramètres de la maille fondamentale [3]; une comparaison avec

ceux de $CuSO_4.5H_2O$ montre cependant une très grande différence de structure entre eux. Cela explique la différence totale entre les deux spectres. L'une des fréquences ν_1 (966 cm^{-1}) est disparue à la déshydratation partielle. L'autre s'est déplacée de 1000 à 1020 cm^{-1} et a diminué considérablement en intensité. Toutes ces trois observations indiquent un affaiblissement de l'effet des atomes autour d'un SO_4^{--} sur ce mode de vibration. Pour ν_3 au contraire, l'une des fréquences (1120 cm^{-1}) est plus basse que celle correspondante dans $CuSO_4.5H_2O$ (1170 cm^{-1}), et un fort épaulement a été observé à 1070 cm^{-1}. Cela est raisonnablement expliqué par une augmentation de la même influence sur le mode ν_3. Les grandeurs de répartition (80 et 50 cm^{-1}) suggèrent une interaction entre les ions SO_4^{--} très grande. Le cuivre joue peut-être un rôle d'intermédiaire. En d'autres termes, parmi quatre oxygènes d'un ion SO_4^{--}, l'un serait coordonné au cuivre, et les trois autres liés à d'autres atomes. Par conséquent, l'ion SO_4^{--} ressemble presque à une molécule du type CXY_3 comme le chlorure de méthyle. Le nombre des vibrations de valence déterminé théoriquement pour cette structure est 4, en complet accord avec celui observé.

(1) C. A. Beevers et H. Lipson, *Proc. Roy. Soc. London*, A 146, 1934, p. 570.
(2) Wyckoff, *Crystal Structure*, New-York, 2, 1948, p. 28.
(3) F. Hammel, *Ann. Chim.*, 11, 1939, p. 247.

(*Laboratoire de Chimie de la Faculté des Sciences de Waseda, Tokio, Japon.*)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Moment quadrupolaire du premier état nucléaire excité du fer* 57. Note (*) de M. **Anatole Abragam** et Mlle **Françoise Boutron**, présentée par M. Francis Perrin.

On détermine le signe et un ordre de grandeur du moment quadrupolaire du premier état excité de ^{57}Fe à partir de résultats expérimentaux récents sur l'effet Mössbauer.

On se propose d'interpréter un certain nombre de résultats expérimentaux récents sur l'effet Mössbauer dans certains composés du fer [1], [2], [3], [4] pour en déduire le signe et un ordre de grandeur de la valeur absolue du moment quadrupolaire du premier état excité de $^{57}Fe^{\star}$ ($I = 3/2$, $E = 14{,}4$ keV), de même que certaines informations sur la structure électronique de l'ion Fe^{++} dans FeF_2.

Le gradient de champ électrique auquel est couplé le moment quadrupolaire nucléaire est un tenseur symétrique $\mathcal{V}$ dont les trois valeurs principales V_{xx}, V_{yy}, V_{zz} satisfont à l'équation de Laplace $V_{xx} + V_{yy} + V_{zz} = 0$. Le cas le plus simple est celui d'un gradient axial; alors deux des valeurs principales ont la même valeur $-eq/2$, la troisième étant eq.

Un champ magnétique interne ou appliqué décompose le niveau $I = 3/2$ de $^{57}Fe^{\star}$ en quatre sous-niveaux $m = 3/2,\ 1/2,\ -1/2,\ -3/2$. Le couplage quadrupolaire détruit l'équidistance de ces niveaux. S'il est à symétrie axiale et petit par rapport à l'effet Zeeman la différence

$$h\delta = \left(E_{\frac{3}{2}} - E_{\frac{1}{2}}\right) - \left(E_{-\frac{1}{2}} - E_{-\frac{3}{2}}\right) = \frac{e^2 q Q (3\cos^2\theta - 1)}{2}$$

où θ est l'angle de l'axe de symétrie du gradient et du champ magnétique. Plus généralement, quel que soit le gradient, si le champ magnétique est parallèle à l'un des axes principaux, disons Oy, du gradient, δ a le signe de QV_{yy}, les états propres E_m étant alors définis comme ceux qui se réduisent par continuité aux états correspondants Zeeman lorsque le couplage quadrupolaire s'annule.

Sels ferriques. — Le couplage quadrupolaire est beaucoup plus petit dans les composés ferriques que dans les composés ferreux. L'ion libre Fe^{+++} a la structure électronique $3d^5\ {}^6S$ de symétrie sphérique. Dans un solide le gradient à l'emplacement du noyau peut s'écrire $(1-\gamma)\mathcal{V}_e$, où $\mathcal{V}_e$ est le gradient dû aux charges extérieures à l'ion et $-\gamma\mathcal{V}_e$ une contribution supplémentaire due à la polarisation de l'ion par ces charges. $\mathcal{V}_e$ peut être calculé avec une bonne précision, mais le calcul de γ, généralement un nombre grand et négatif, est beaucoup plus incertain.

Dans Fe_2O_3, antiferromagnétique à la température ordinaire [1], on trouve $\delta = -5{,}6$ Mc/s.

Bersohn [5] calcule $eq = V_{zz}$, où Oz est l'axe ternaire du cristal et estime $\gamma(Fe^{+++}) = -6,5$ par interpolation entre les valeurs calculées de $\gamma(Al^{+++}) = -2,59$ et de $\gamma(Ga^{+++}) = -8,75$, méthode discutable car Fe^{+++} a une couche $3d$ demi-fermée et sa polarisabilité est probablement plus grande que celles de Al^{+++} ou Ga^{+++} dont toutes les couches sont fermées. Il trouve ainsi $Q = -0,19$ barn. Ce calcul erroné suppose implicitement que le champ interne est parallèle à l'axe cristallin, alors qu'à la température de l'expérience il lui est perpendiculaire [6]. On a donc en réalité $(3\cos^2\theta - 1)/2 = -1/2$ et $(1-\gamma)\,Q = +2,85$ barns. Ce résultat semble en accord avec une détermination récente et directe de $|(1-\gamma)\,Q|$ par Wertheim [9].

Le signe positif de Q est confirmé par l'analyse du spectre Mössbauer obtenu sur un échantillon monocristallin de grenat d'yttrium [3]. Dans cette substance [7] 60 % des ions Fe^{++} ont un environnement tétraédrique, le tétraèdre étant pour chaque site étiré le long de l'un des axes cristallins [100], [010], [001]. Un champ magnétique appliqué le long de l'axe [100] oriente les aimantations des sous-réseaux et donc le champ interne le long de cette direction. Pour deux sites tétraédriques sur 3, $\theta = 90^\circ$ et pour le troisième $\theta = 0$. L'expérience [3] montre que $\delta(0^\circ) = -2\,\delta(90^\circ) = -18$ Mc/s < 0.

A partir des paramètres cristallins, on peut calculer la valeur principale eq_e du gradient créé par les quatre ions O^{--} premiers voisins, et les ions métalliques seconds voisins (cette seconde contribution est peu importante). On trouve que $q_e < 0$ donc $Q > 0$; plus précisément $Q(1-\gamma) = +2,4$ barns Cette valeur n'est pas en contradiction avec la valeur tirée de l'expérience sur Fe_2O_3.

Sels ferreux. — Dans FeF_2, antiferromagnétique au-dessous de 79° K, l'environnement de chaque ion Fe^{++} est orthorhombique. Ses six premiers voisins sont quatre ions F^- formant un rectangle dont il est le centre et deux autres ions F^- symétriques par rapport au plan du rectangle et à l'ion Fe^{++}. Nous prenons l'axe Oz perpendiculaire au plan du rectangle. L'axe Oy, parallèle au grand côté du rectangle, est l'axe c du cristal le long duquel s'orientent les spins électroniques au-dessous de 79° K. L'analyse du spectre [2] obtenu à 45° K montre que $\delta < 0$ et donc $QV_{yy} < 0$. Comme $Q > 0$, on en déduit $V_{yy} < 0$. Numériquement $|eQV_{yy}/h| = 62,4$ Mc/s et $\eta^2 = (V_{zz} - V_{xx})^2/V_{yy}^2 = 25$ d'où l'on tire, soit $V_{zz} = 2\,V_{yy}$ soit $V_{zz} = -3\,V_{yy}$. Le choix se fait comme suit. La structure électronique $3d^6\ {}^5D$ de l'ion libre Fe^{++} correspond à une dégénérescence orbitale d'ordre 5. Si l'environnement de Fe^{++} dans FeF_2 était cubique, l'état D serait décomposé en un triplet inférieur sous-tendu par trois fonctions d'onde se transformant par rotation comme $x^2 - y^2$, zx, zy et un doublet supérieur sous-tendu par xy et $r^2 - 3z^2$. L'octaèdre des six fluors n'étant pas régulier, cette dégénérescence est levée, mais deux fonctions

propres seulement sont modifiées $|x^2-y^2\rangle$ et $|r^2-3z^2\rangle$ qui deviennent

$$\psi_g = \alpha\,|x^2-y^2\rangle + \beta\,|r^2-3z^2\rangle, \qquad \psi_e = -\beta\,|x^2-y^2\rangle + \alpha\,|r^2-3z^2\rangle,$$

avec

$$\alpha^2+\beta^2=1; \qquad \alpha^2>\beta^2; \qquad E_g<E_e.$$

Seules ces deux fonctions donnent un gradient non axial en accord avec $|\eta| = 5$. L'état fondamental est donc nécessairement ψ_g. Dans cet état $V_{zz} = -e\,(\psi_g\,|\,(3z^2-r^2)/r^5\,|\,\psi_g) > 0$. Comme $V_{yy} < 0$ on doit donc choisir la solution $V_{zz} = -3\,V_{yy}$; $V_{xx} = 2\,V_{yy}$. Le rapport α/β est déterminé par la condition

$$\frac{V_{xx}-V_{yy}}{V_{zz}} = -\frac{1}{3} = -\frac{2\,\alpha\beta\sqrt{3}}{\alpha^2-\beta^2}; \qquad \text{d'où} \quad \frac{\alpha}{\beta} = 10{,}5.$$

De la formule $V_{zz} = e\,(\alpha^2-\beta^2)\,(r^{-3})_{3d}\,(4/7)$, on déduit alors, en prenant $(r^{-3})_{3d} = 5{,}1$ unités atomiques (tiré des fonctions d'onde de Watson) : $Q = +\,0{,}090$ barn.

Dans ce calcul du gradient il est légitime de négliger l'effet direct des charges extérieures à l'ion, par rapport à celui des électrons $3\,d$. Il subsiste une incertitude due à la polarisation de la couche demi-fermée $3\,d^5$ par le sixième électron $3\,d$, effet qui, contrairement à la polarisation par une charge externe peut, soit augmenter, soit diminuer le gradient. A titre d'exemple, dans Cu^{++}, $3\,d^9\,{}^2D$, cet effet, d'après Sternheimer diminue le gradient de 25 %.

Le couplage spin-orbite a été négligé dans ce calcul pour la raison suivante. Il résulte de l'expérience (²) que, dans FeF_2, contrairement à ce qu'on observe sur d'autres sels ferreux, le gradient de champ électrique ne varie pratiquement pas entre 45 et 299° K démontrant que le premier état excité est très loin du fondamental et que le mélange d'états par le couplage spin-orbite est probablement négligeable, résultat en accord avec les mesures de susceptibilité (⁸) qui montrent que le facteur électronique g dans FeF_2 est très voisin de 2.

En conclusion, $Q\,({}^{57}Fe^{*})$ est positif et de l'ordre de $+\,0{,}1 \pm 0{,}025$ barn.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(¹) O. C. Kistner et A. W. Sunyar, *Phys. Rev. Letters*, 4, 1960, p. 412.
(²) G. K. Wertheim, *Phys. Rev.*, 121, 1961, p. 63.
(³) G. K. Wertheim, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 5, nº 6, 1960, p. 429 et Communication privée.
(⁴) S. de Benedetti, G. Lang et R. Ingalls, *Phys. Rev. Letters*, 6, 1961, p. 60.
(⁵) R. Bersohn, *Phys. Rev. Letters*, 4, 1960, p. 609.
(⁶) T. Riste et A. Wanic, *J. Phys. Chem. Solids*, 17, nºs 3-4, p. 318.
(⁷) S. Geller et M. A. Gilleo, *Phys. Chem. Solids*, 3, 1957, p. 30.
(⁸) T. Moriya, K. Motizuki, J. Kanamori et T. Nagamiya, *J. Phys. Soc. Japan*, 11, 3, 1956, p. 211.
(⁹) G. K. Wertheim, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 6, 1961, p. 8.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Étude de l'effet isotopique au cours de l'électromigration du lithium dans la silice vitreuse.* Note (*) de M. **Jules Pauly**, présentée par M. Louis Leprince-Ringuet.

Le facteur de séparation isotopique déterminé entre 350 et 810° au cours de l'électromigration des ions Li^+ dans une paroi de silice vitreuse est voisin de la valeur théorique égale au rapport des racines carrées des masses de ^6Li et ^7Li.

L'effet isotopique produit au cours de la migration des ions sous l'effet d'un champ électrique a déjà été étudié dans de nombreux milieux liquides ou solides. Les facteurs de séparation mesurés sont souvent assez élevés, et le problème a été appliqué à une assez grande échelle à la production d'isotopes séparés.

D'un point de vue théorique le facteur de séparation a été relié aux mobilités v_1 et v_2 et aux masses m_1 et m_2 de deux ions de même nature par la loi [1], [2] :

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}}, \tag{1}$$

mais les valeurs mesurées expérimentalement dans différents liquides sont bien plus faibles que celles données par la relation précédente. Cet effet a été attribué à la solvatation des ions qui produit une augmentation des masses m_1 et m_2, leur différence restant la même. C'est seulement en étudiant l'électromigration dans un solide monocristallin que Chemla et Süe [3] ont pu observer un facteur de séparation voisin de celui prévu par la théorie.

Nous nous sommes proposé de vérifier la loi (1) dans un milieu où la solvatation ne semble pouvoir intervenir, le verre de silice rendu conducteur par élévation de la température et de montrer ainsi qu'il est possible d'avoir un facteur de séparation élevé dans une substance commune et facile à travailler.

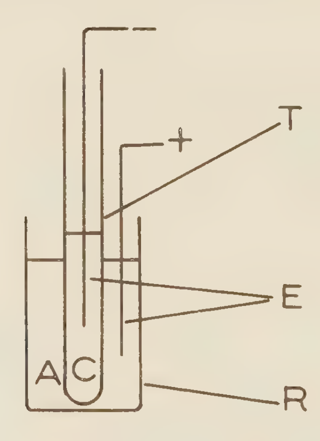
Les expériences ont été réalisées dans l'appareil représenté sur la figure 1 : un tube T fermé à l'une de ses extrémités est préparé à partir du verre de silice étudié [4], il est rempli d'un mélange de sels de potassium et de sodium et plongé dans un récipient R contenant un sel de lithium. Deux électrodes E en platine sont introduites dans les compartiments C et A séparés par la paroi de T. L'ensemble est chauffé dans un four électrique et après fusion des sels et établissement de la température désirée la tension électrique est appliquée de façon à produire la migration des ions Li^+. Après le passage d'une quantité de courant convenable, les quelques milligrammes de lithium ayant pénétré dans le tube central sont séparés et leur composition isotopique représentée par le rapport $R = {}^7Li/{}^6Li$ est déterminée au spectromètre de masse.

Les essais effectués à différentes températures ont été résumés dans le tableau I. Les premières colonnes donnent des indications sur les conditions expérimentales : tension appliquée, intensité et durée de passage du courant. Elles démontrent la décroissance rapide de la résistance électrique de la silice à mesure que la température augmente. Les résultats des mesures de la composition isotopique sont représentés ensuite. Les valeurs du facteur de séparation sont déduites et portées dans la dernière colonne : elles ne varient pas sensiblement en fonction de la température et sont voisines de celle tirée de la loi (1) : $\varepsilon = 0,925$.

Tableau I.

Expérience.	Température (°C).	Tension (V).	Intensité (mA).	Durée de l'expérience.	Sel utilisé.	Rapport $^7Li/^6Li$. Sel initial R_0.	Après migration R.	Facteur de séparation $\varepsilon = \frac{R}{R_0}$.
I.......	350	2500	0,03	3 jours	NO^3Li	12,1	11,1	0,92
II......	510	35	0,07	2 »	NO^3Li	12,1	11,05	0,915
III......	770	30	2,5	5 h	BrLi	14,4	13,3	0,925
IV......	810	5	2,2	5 h	BrLi	14,4	13,2	0,915

Des expériences complémentaires ont montré qu'en étirant le verre de silice et en l'amincissant jusqu'à 0,2 mm, la tension électrique peut être diminuée, sans que le facteur de séparation soit modifié. D'autre part, un essai de longue durée, deux mois à 410°, a permis de constater que la silice n'est pas détruite au cours du passage du courant et que l'effet isotopique ne varie pas en fonction du temps.



Finalement un enrichissement en isotope lourd a été produit en appliquant le champ électrique dans le sens opposé à celui représenté sur la figure 1 et en faisant migrer vers le compartiment extérieur du lithium introduit dans le tube central à l'état de BrLi. L'attaque de la silice est évitée en maintenant un barbottage de brome dans le sel. Dans cette expérience un rapport R = 14,4 a été atteint en partant d'un rapport initial R_0 = 13,1.

En conclusion : au cours de l'électromigration du lithium dans une paroi de silice, le facteur de séparation isotopique est aussi élevé que celui obtenu dans un monocristal [3] et il est en bon accord avec la valeur déduite de la loi en $\sqrt{m}$.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) A. K. BREWER, S. L. MADORSKY et al., *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 38, 1947, p. 137.
(2) M. CHEMLA, *J. Chromatography*, 1, 1958, p. 2.
(3) M. CHEMLA et P. SÜE, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2397.

(4) Afin d'éviter des décharges électriques localisées il est important d'utiliser de la silice transparente très homogène.

(*Laboratoire de Physique nucléaire, Collège de France.*)

ÉLECTROCHIMIE. — *Influence du pH sur l'oxydation anodique de l'amalgame de plomb.* Note (*) de Mme **Mylène Bréant** et M. **Jean-Claude Merlin**, présentée par M. Georges Champetier.

Les auteurs ont étudié le pouvoir réducteur de l'amalgame de plomb par polarographie en utilisant un amalgame dilué comme électrode à goutte. Ils ont mesuré le potentiel $E_{1/2}$ an. en fonction du pH, en utilisant des solutions tampon non complexantes. De pH 0 à pH 6,5, $E_{1/2}$ an. est constant et égal à —0,34₅±0,01 V/ECS. Il décroît comme — 0,05 pH jusqu'à pH 13,5, puis comme — 0,12 pH jusqu'à pH 14. Le système Pb (Hg)/Pb^{++} est rapide en milieu alcalin.

Dans le cadre d'une étude sur la prévision des propriétés réductrices des amalgames liquides à l'aide de leurs courbes intensité-potentiel d'oxydation, nous avons mis en évidence la variation du potentiel de demi-vague anodique ($E_{1/2}$ an.) de l'amalgame de plomb en fonction du pH de la solution en contact avec cet amalgame.

Nous avons tracé les courbes $i = f(E)$ au polarographe enregistreur « MECI » avec variation discontinue du potentiel (25 mV toutes les 2 mn).

Nous avons utilisé la cellule MECI du type H et un montage à deux électrodes : une électrode de référence (cathode) au calomel et au chlorure de potassium saturé (ECS) et une électrode indicatrice à gouttes d'amalgame de plomb qui joue le rôle d'anode; l'amalgame utilisé dont la concentration en plomb est environ 10^{-3} M est obtenu par électrolyse à courant constant d'une solution de nitrate de plomb pur du commerce dans l'acide perchlorique normal sur cathode de mercure. Les compartiments anodiques (solution étudiée) et cathodique (KCl saturé) de la cellule sont séparés par un joint d'agar-agar et un verre fritté.

Le point le plus important de cette étude est le choix des solutions tampon utilisées pour fixer le pH. La plupart des tampons usuels (acétique, phosphorique, etc.) complexent ou précipitent Pb^{2+}, ce qui ne permet pas d'étudier la seule influence des ions de l'eau (H^+ et OH^-).

Nous avons finalement retenu les solutions-tampon indiquées au tableau I. La force ionique est maintenue constante et égale à 1 par addition de perchlorate de sodium. Les courbes $i = f(E)$ obtenues sont bien définies en milieu acide ou très alcalin; de pH 6 à pH 13,5 elles sont souvent irrégulières et les potentiels de demi-vague ne sont reproductibles qu'à ± 10 mV près.

Les valeurs $E_{1/2}$ an. relevées sur ces courbes permettent de tracer la variation de $E_{1/2}$ an. en fonction du pH. La courbe obtenue comprend trois parties.

De pH 0 *à* pH 6,5 le potentiel de demi-vague est sensiblement constant et égal à — 0,34₅ ± 0,01 V. Dans ce domaine, le plomb est oxydé en ions Pb^{++} en solution et le potentiel de demi-vague est indépendant

du pH. $E_{1/2}$ an. est légèrement supérieur à $E_{1/2}$ cath. (— 0,38 ± 0,01 V), le système $Pb (Hg)/Pb^{2+}$ est donc assez rapide.

La pente des transformées linéaires :

$$E = f\left(\log \frac{i_d - i}{i}\right) \qquad \text{(tableau I)}$$

est supérieure à la valeur théorique : 0,029 mV/un. log.

TABLEAU I.

Solution-tampon.	pH.	$-E_{1/2}$ an. (mV).	Pente de la transformée (mV/un. log).	Pente de la courbe $E_{1/2} = f(pH)$ (mV/un. pH).
$HClO_4$ N	0	335-355	50	0
» 10^{-1} N	1	345	50	
» 10^{-2} N	2	345	50	
Hexaméthylène-tétramine	4	345	45	
	5	335	55	
	6	345	40	
Hydrazine	6,9	420	25	50 ± 10
	7,85	440-445	–	
	8,95	455-470	–	
NH_3/NH_4^+	8,3	435-440	–	
	9,3	470-485	–	
	10,3	525	–	
NaOH 5.10^{-2} N	12,7	630	–	
» 10^{-1} N	13	660	60	
NaOH 3.10^{-1} N	13,45	675-690	40	120 ± 10
» 5 10^{-1} N	13,7	700	30	
» N	14	745-755	30	

De pH 6,5 *à* pH 13,5 la courbe $E_{1/2} = f(pH)$ est une droite de pente :

0,05 ± 0,01 V/un. pH.

L'amalgame s'oxyde suivant la réaction

$$Pb(Hg) + 2OH^- - 2e \rightarrow Pb(OH)_2 \swarrow$$

Le potentiel de demi-vague est alors fonction du pH et l'oxydation est d'autant plus facile que $[OH^-]$ est plus forte.

D'après l'équation théorique des courbes intensité-potentiel, le potentiel doit varier comme — 0,058 pH ce que nous observons aux erreurs d'expérience près.

De pH 13,5 *à* pH 14 le potentiel de demi-vague décroît comme — 0,12 pH ce qui correspond à l'oxydation de l'amalgame selon la réaction

$$Pb(Hg) + 4OH^- + 2e \rightarrow PbO_2^{2-} + 2H_2O.$$

Dans ce domaine encore, $E_{1/2}$ an. dépend de $[OH^-]$.

Les pentes des transformées linéaires sont égales à la valeur théorique 29 mV/un. log aux erreurs d'expérience près.

La valeur $E_{1/2}$ an. en milieu NaOH N est égale à la valeur $E_{1/2}$ cath. observée par Lingane (1) dans le même milieu.

Contrairement aux systèmes Bi (Hg)/Bi^{3+} (2) et même Cd (Hg)/Cd^{2+} (3), le système Pb (Hg)/Pb^{2+} est donc rapide en milieu alcalin.

L'abaissement du potentiel de demi-vague obtenu par augmentation du pH peut aussi être obtenu à pH constant en complexant ou en précipitant les ions Pb^{2+} ce que nous avons vérifié en ajoutant aux tampons étudiés différents anions : NO_3^-, SO_4^{-2}, Cl^-, Br^-, I^-, chloracétate, formiate, acétate, citrate, oxalate, PO_4^{3-}, CO_3^{2-} et S^{2-}.

(*) Séance du 27 mars 1961.

(1) J. J. LINGANE, *Chem. Rev.*, 29, 1941, p. 1.

(2) Mme M. BRÉANT et J. C. MERLIN, *Bull. Soc. Chim.*, 1960, p. 1482.

(3) Mme M. BRÉANT et J. C. MERLIN, *Electrochimica Acta* (sous presse).

(*Laboratoire de Chimie minérale, Faculté des Sciences, Lyon.*)

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Obtention de dérivés aminés de la cellulose. Étude cinétique de l'action des bis-époxyamines.* Note de M. **Claude Bruneau**, présentée par M. Georges Champetier.

La fixation de la méthylbisépoxypropylamine sur l'alcalicellulose a été étudiée en fonction de la concentration des réactifs, de la température et de la durée de réaction.

L'action de monoépoxyamines telles que l'époxy-1.2 diéthylamino-3 propane sur l'alcalicellulose permet d'obtenir des dérivés susceptibles de fixer les colorants directs acides pour laine et d'être utilisés comme échangeurs anioniques de basicité moyenne [1], [2]. Nous avons pensé que l'utilisation de réactifs aminés possédant deux fonctions réactives époxydiques susceptibles de réagir sur les hydroxyles de la cellulose, conduirait à l'obtention de dérivés aminés réticulés présentant une résistance accrue à l'action hydrolysante des solutions aqueuses acides ou basiques et par suite une plus grande constance de leur capacité au cours des cycles d'échange [3].

L'utilisation de réactifs du type

$$\underbrace{CH_2—CH}_{\diagdown O \diagup}—CH_2—(A)—CH_2—\underbrace{CH—CH_2}_{\diagdown O \diagup}$$

dans lequel (A) est un radical monoaminé primaire ou diaminé disecondaire symétrique, permettrait d'atteindre ce but.

Ces réactifs ont été préparés par action de l'amine en solution aqueuse sur l'épichlorhydrine du glycérol [4], [5] avec un rendement double de celui indiqué dans la littérature [6].

La méthylbisépoxypropylamine préparée avec un rendement de 60 % est liquide : n_D^{25} 1,4543 ; $É_{0,03}$ 65°. La cellulose aminée a été préparée en faisant réagir la bisépoxyamine précédente sur l'alcalicellulose obtenue à partir de linters de coton et de soude à 20 % et pressée de façon que le poids de l'alcalicellulose soit légèrement inférieur à trois fois le poids de la cellulose initiale.

L'alcalicellulose déchiquetée est additionnée de bisépoxyamine en quantité connue, puis abandonnée dans une enceinte à température réglable (0 à 80°) pendant un temps variable suivant les expériences (1 à 16 h).

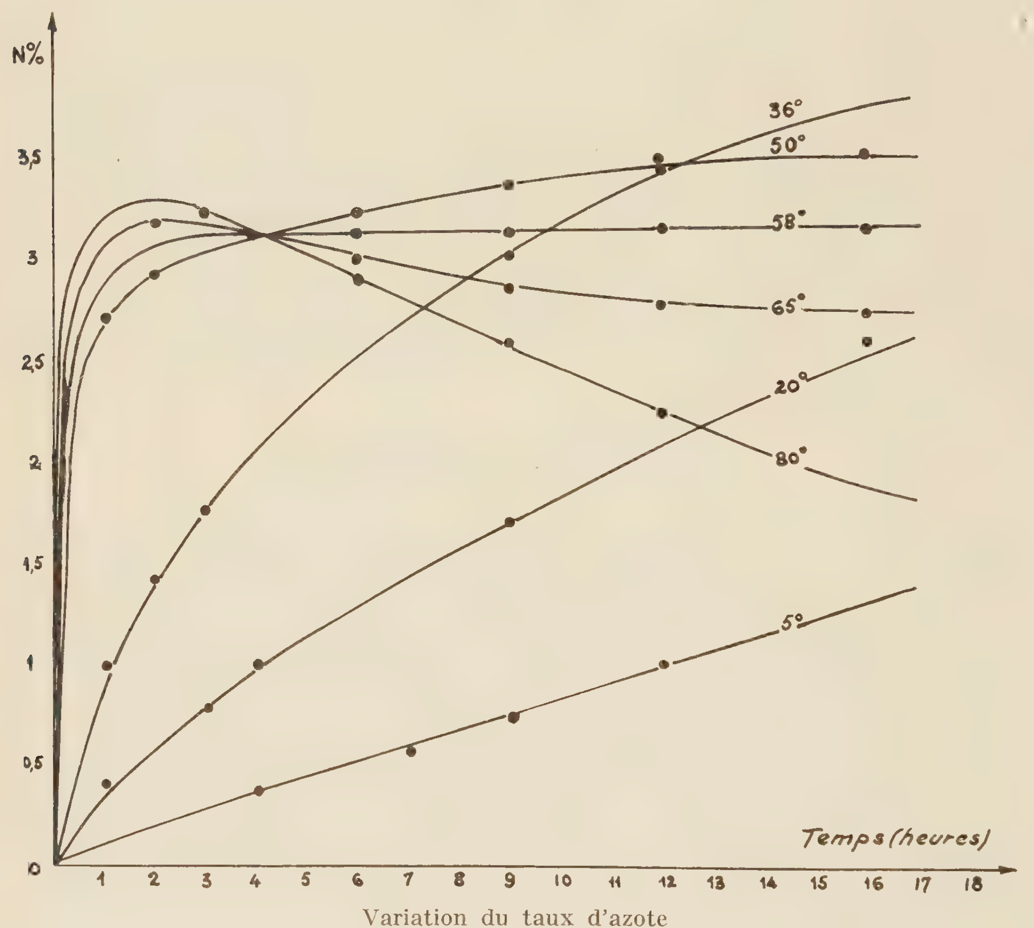
La bisépoxyamine réagit sur l'alcalicellulose dès 5°. L'un des schémas réactionnels possibles est le suivant :

$$\Big|—OH + n\text{-}\underbrace{CH_2—CH}_{\diagdown O \diagup}—CH_2—\underset{\displaystyle CH_3}{\underset{|}{N}}—CH_2—\underbrace{CH—CH_2}_{\diagdown O \diagup} + n\ (1\ H_2O + HO\text{-})\Big|$$

$$\rightarrow \Big|—O—CH_2—\underset{\displaystyle OH}{\underset{|}{CH}}—CH_2—\underset{\displaystyle CH_3}{\underset{|}{N}}—CH_2—\underset{\displaystyle OH}{\underset{|}{CH}}—CH_2 \left[—O—CH_2—\underset{\displaystyle OH}{\underset{|}{CH}}—CH_2—\underset{\displaystyle CH_3}{\underset{|}{N}}—CH_2—\underset{\displaystyle OH}{\underset{|}{CH}}—CH_2\right]_{n-1} —O—\Big|$$

bien que les hydroxyles de la chaîne latérale formée puissent réagir aussi avec la bisépoxyamine et que certaines chaînes latérales puissent présenter des fonctions α-glycol terminales libres. Le produit de la réaction est lavé abondamment à l'eau distillée jusqu'à pH neutre, puis pendant 16 h au soxhlet à l'alcool éthylique.

C'est un produit dont la couleur varie du blanc légèrement jaunâtre pour des échantillons obtenus à basse température pendant des durées de



Variation du taux d'azote
en fonction de la durée de réaction pour différentes températures.

réaction faibles, au roux plus ou moins foncé pour des échantillons préparés à des températures et pendant des durées de réaction plus élevées. Il gonfle en milieu aqueux mais conserve sa structure fibreuse.

La cinétique de la réaction (*fig.* 1) montre que le taux d'azote est une fonction croissante de la durée et de la température de réaction pour des teneurs en azote inférieures à 3,1 % environ, valeur atteinte quel que soit le temps de réaction à 58°. Au-delà de cette valeur le taux d'azote atteint un maximum qui est obtenu pour une durée de réaction d'autant plus longue que la température est plus basse. Ce maximum correspond a un

taux d'azote de l'ordre de 3,4 % entre 36 et 58° pour une durée de réaction comprise entre 9 et 10 h. Il est de l'ordre de 4,8 % entre 36 et 58° pour une durée de réaction de 12 h. Au-delà de 58°, le taux d'azote devient une fonction décroissante de la température et de la durée de réaction, passé un maximum qui est atteint pour des courtes durées de réaction, la valeur de ce maximum est d'autant plus élevée qu'on utilise de fortes concentrations initiales en réactif (3,8 % en 3 h à 80° avec 5 g de réactif; 6 % en 30 mn à 80° avec 10 g de réactif).

Des mesures pondérales effectuées sur les échantillons aminés et les résidus de lavage au Soxhlet mettent en évidence l'existence de deux réactions compétitives également favorisées par un accroissement de la température et de la durée de réaction : l'addition avec polymérisation éventuelle du réactif sur la chaîne cellulosique et la dégradation de la cellulose aminée, cette dernière réaction devenant prépondérante pour des températures et des durées de réaction élevées.

Les dérivés aminocellulosiques obtenus fixent facilement, à froid, des colorants acides directs pour laine tels que la tartrazine, le jaune naphtol OS, le rose bengale F, l'alizarine sulfonate de sodium, etc.

(1) G. Champetier, G. Montegudet et J. Petit, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1896.
(2) G. Champetier, E. Kelecsenyi-Dumesnil, G. Montegudet et J. Petit, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 269.
(3) G. L. Drake et J. D. Guthrie, U. S. P. n° 2.656.241, 1953.
(4) Farben Fabriken Bayer, A. G. Brit. Pat. 772.830, 1957.
(5) Ces préparations feront l'objet d'une publication ultérieure.
(6) K. Gerzon, J. E. Cochran Jr, L. A. White, R. Monaham, E. V. Krumkalns, R. E. Scroggs et J. Mills, *J. Med. Pharm. Chem.*, 1, n° 3, 1959, p. 223-243.

(*Laboratoire de Chimie macromoléculaire,
École Supérieure de Physique et de Chimie industrielles
de la Ville de Paris,
10, rue Vauquelin, Paris, 5e.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une nouvelle voie d'accès aux pyridylalcynes.*
Note de MM. **Marcel Miocque** et **Jean-Albert Gautier**, présentée par M. Marcel Delépine.

Par une suite de réactions portant sur la chaîne latérale de bases pyridiques $(C_5H_4N)—(CH_2)_n—R$, ont été préparés des éthers-oxydes ($R = OC_2H_5$), des dérivés bromés ($R = Br$) et enfin des pyridylalcynes ($R = —C≡CH$), appartenant aux trois séries pyridiques isomères. Les bases acétyléniques ont été transformées en cétones et en bases de Mannich.

Nous avons récemment préparé deux séries de bases pyridiques acétyléniques par réaction entre acétyléniques halogénés et dérivés alcalins de la picoline [1] :

(I) $$(C_5H_4N)—CH_2Mé + X—(CH_2)_n—C \equiv CH$$
$$= (C_5H_4N)—CH_2—(CH_2)_n—C \equiv CH + MéX.$$

Ce mode de synthèse s'est révélé applicable aux seules séries 2- et 4-pyridiques, car le 3-picolylsodium, au lieu de réagir selon (I), est décomposé par l'« acidité » de la fonction acétylénique vrai [2] et ramené à l'état de picoline inactive.

Voulant remédier à cette lacune, nous avons entrepris l'étude d'une autre voie d'accès. Celle-ci utilise des modalités de travail identiques : condensation de dérivés organométalliques avec des composés halogénés, mais la mise en œuvre en est faite dans un ordre différent.

Le premier stade consiste à préparer des éthers-oxydes pyridiques : la réaction utilise la condensation d'éthers-oxydes bromés avec le picolylsodium dans l'ammoniac liquide, et elle est applicable aux trois picolines isomères :

(II) $$(C_5H_4N)—CH_2Na + Br—(CH_2)_n—OR = (C_5H_4N)—CH_2—(CH_2)_n—OR + NaBr.$$

Ces éthers-oxydes sont ensuite transformés en halogénoalcoylpyridines qui sont isolées sous forme de bromhydrates solides :

(III) $$(C_5H_4N)—CH_2—(CH_2)_n—OR + 2BrH$$
$$= (C_5H_4N)—CH_2—(CH_2)_n—Br, BrH + R—Br + H_2O.$$

Enfin, les bromhydrates réagissent avec un excès d'acétylure de sodium dans l'ammoniac liquide, pour conduire aux acétyléniques correspondants :

(IV) $$(C_5N_4N)—CH_2—(CH_2)_n—Br, BrH + 2NaC \equiv CH$$
$$= (C_5H_4N)—CH_2—(CH_2)_n—C \equiv CH + HC \equiv CH + 2NaBr.$$

Nous avons préparé [réaction (II)] les éthers-oxydes pyridiques suivants :
$(C_5H_4N\text{-}2)—(CH_2)_3—OC_2H_5$ (Rdt 35 %); $É_{14}$ 125-127°;
$(C_5H_4N\text{-}3)—(CH_2)_3—OC_2H_5$ (Rdt 30-35 %); $É_{15}$ 122-124°;

$(C_5H_4N\text{-}4)—(CH_2)_3—OC_2H_5$ (Rdt 50-60 %); $É_{15}$ 126-127°;
$(C_5H_4N\text{-}3)—(CH_2)_4—OC_2H_5$ (Rdt 40 %); $É_{16}$ 137-138°.

Leur identité a été contrôlée par l'analyse des bases et par celle de leurs picrates.

Le chauffage de ces composés en présence d'acide bromhydrique concentré, suivi d'évaporation du mélange réactionnel, livre un résidu solide mais hygroscopique, de purification délicate. Une fraction en a été, dans certains cas, recristallisée aux fins d'identification, tandis que les synthèses ultérieures étaient menées à partir des produits bruts :

$(C_5H_4N\text{-}2)—(CH_2)_3—Br$, BrH : composé très hygroscopique;
$(C_5H_4N\text{-}3)—(CH_2)_3—Br$, BrH : F env. 108°; picrate : F 136°;
$(C_5H_4N\text{-}4)—(CH_2)_3—Br$, BrH : F 124°; picrate : 64-65°;
$(C_5H_4N\text{-}3)—(CH_2)_4—Br$, BrH : F 110-111°; picrate : F 87°.

La réaction avec l'acétylure [schéma (IV)] conduit, avec des rendements convenables (50 à 60 %), aux pyridylalcynes vrais :

$(C_5H_4N\text{-}2)—(CH_2)_3—C{\equiv}CH$; $É_{16}$ 103-104°; picrate : F 106°;
$(C_5H_4N\text{-}3)—(CH_2)_3—C{\equiv}CH$; $É_{18}$ 124-125°; picrate : F 89-90°;
$(C_5H_4N\text{-}4)—(CH_2)_3—C{\equiv}CH$; $É_{16}$ 120-121°; picrate : F 91°;
$(C_5H_4N\text{-}3)—(CH_2)_4—C{\equiv}CH$; $É_{1}$ 131-132°; picrate : F 71-72°.

Ces composés présentent à l'examen spectrographique en infrarouge et à l'analyse chimique (basicité, H acétylénique, hydrogénation catalytique) les caractères observés antérieurement dans le cas des homologues déjà connus. Ils se prêtent, par ailleurs, aux transformations synthétiques de la fonction acétylénique vrai : hydratation mercurique en milieu acide [1] conduisant aux cétones (Rdt 50-60 %) :

$(C_5H_4N\text{-}2)—(CH_2)_3—CO—CH_3$; $É_{15}$ 141-142°;
$(C_5H_4N\text{-}3)—(CH_2)_3—CO—CH_3$; $É_{15}$ 153-154°;
$(C_5H_4N\text{-}4)—(CH_2)_3—CO—CH_3$; $É_{17}$ 154-155°;
$(C_5H_4N\text{-}3)—(CH_2)_4—CO—CH_3$; $É_{1,5}$ 136-137°;

ou encore aminométhylation par le trioxyméthylène et la diméthylamine [1] pour conduire aux diamines (Rdt 50-60 %) :

$(C_5H_4N\text{-}2)—(CH_2)_3—C{\equiv}C—CH_2—N{=}(CH_3)_2$; $É_{14}$ 159-160°;
$(C_5H_4N\text{-}3)—(CH_2)_3—C{\equiv}C—CH_2—N{=}(CH_3)_2$; $É_{2}$ 151-152°;
$(C_5H_4N\text{-}4)—(CH_2)_3—C{\equiv}C—CH_2—N{=}(CH_3)_2$; $É_{1}$ 142-143°;
$(C_5H_4N\text{-}3)—(CH_2)_4—C{\equiv}C—CH_2—N{=}(CH_3)_2$; $É_{0,8}$ 147-148°.

En résumé, l'application de cette nouvelle voie d'accès nous a permis d'obtenir quelques pyridylalcynes nouveaux, et particulièrement dans la série 3-pyridique. A cet égard, le procédé s'avère donc plus général que ne l'était la réaction (I). Pourtant, l'extension de ce travail nous amène à constater, dans le cas d'homologues supérieurs, le déroulement d'une réaction d'élimination de HBr, concurremment avec la réaction de substitution (IV) : il se forme alors un mélange d'éthylénique et d'acétylénique.

Nous étudions actuellement cette anomalie et ses incidences pratiques, tout en poursuivant la synthèse de dérivés plurifonctionnels à partir des pyridylalcynes.

(1) J.-A. Gautier, I. Marszak et M. Miocque, *Bull. Soc. Chim.*, 1958, p. 415.
(2) J.-A. Gautier et M. Miocque, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2785.

(*Laboratoire de Chimie organique, Faculté de Pharmacie, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation du nitro-5 hydroxyméthyl-2 thiofène.*

Note de Mme **Marcelle Berçot-Vatteroni**, MM. **Robert C. Moreau** et **Pierre Reynaud**, présentée par M. Georges Champetier.

Le nitro-5 chlorométhyl-2 thiofène a été préparé par nitration du chlorométhyl-2 thiofène; il conduit facilement au nitro-5 hydroxyméthyl-2 thiofène. La position 5 du groupement nitro a été démontrée par oxydation en acide et aldéhyde nitro-5 thénoïques-2, déjà décrits.

La nitration du chlorométhyl-2 thiofène, dérivé connu ([1]), par l'acide nitrique ($d = 1,52$) en solution dans l'anhydride acétique, entre 18 et 20°, conduit au nitro-5 chlorométhyl-2 thiofène avec un rendement de 65 %. Le produit obtenu est suffisamment stable pour être distillé, à condition de ne pas trop insister en fin de distillation. C'est un liquide jaune, qui brunit rapidement à l'air, mais qui se conserve bien en glacière; $É_{0,6}$ 121°; $n_D^{19°}$ 1,6175.

Analyse : $C_5H_4ClNO_2S$, calculé %, C 33,80; H 2,27; N 7,88; trouvé %, C 34,07; H 2,49; N 8,00.

Ce produit doit être manipulé avec précautions car il est vésicant.

Comme beaucoup de dérivés nitrés de la série thiofénique, il est particulièrement sensible aux agents alcalins, aussi l'essai de passage au nitro-5 hydroxyméthyl-2 thiofène par ébullition avec de l'acétate de sodium, suivie d'une hydrolyse par la soude, conduit-elle à des résines.

Le nitro-5 hydroxyméthyl-2 thiofène a été obtenu avec un rendement de 70 % en utilisant une technique classique ([2]) : action du formiate de sodium sur le nitro-5 chlorométhyl-2 thiofène, suivie d'une hydrolyse chlorhydrique. C'est un liquide; $É_{0,15}$ 117-137°; $n_D^{19°}$ 1,6235.

Analyse : $C_5H_5NO_3S$, calculé %, C 37,74; H 3,17; N 8,80; trouvé %, C 38,01; H 3,54; N 8,84.

Par ébullition avec de l'anhydride acétique, il fournit le nitro-5 acétoxyméthyl-2 thiofène, F 35°.

Par action de l'isocyanate d'α-naphtyle, il conduit à un α-naphtyluréthane, F 167°.

Analyse : $C_{16}H_{12}N_2O_3S$, calculé %, C 58,54; H 3,68; N 8,53; trouvé %, C 58,63; H 4,11; N 8,56.

L'oxydation du nitro-5 hydroxyméthyl-2 thiofène par l'anhydride chromique dans l'acide acétique conduit à l'acide nitro-5 thénoïque-2, dérivé déjà connu ([3]). L'acide obtenu par cette oxydation n'entraîne pas de dépression du point de fusion d'un échantillon d'acide nitro-5 thénoïque-2 obtenu par une autre méthode lorsqu'il y est mélangé.

L'action du N-bromosuccinimide en présence de carbonate de calcium sur le nitro-5 hydroxyméthyl-2 thiofène conduit au nitro-5 thénaldéhyde-2, dérivé également connu ([4]).

Ces deux réactions nous permettent d'assigner sans ambiguïté la position 5 au groupement nitro dans le nitro-5 hydroxyméthyl-2 thiofène, et, par suite, dans le dérivé nitrochlorométhylé qui a servi à le préparer.

Par ailleurs, la nitration de l'acétoxyméthyl-2 thiofène, dérivé déjà décrit ([5]), dissous dans de l'anhydride acétique, par l'acide nitrique ($d = 1{,}52$) à 10° conduit, avec un rendement de 65 %, à un liquide jaune, $É_{0,3}$ 132°, qui cristallise par refroidissement en grandes aiguilles, F 35° dont le point de fusion, en mélange avec l'acétate précédemment décrit, n'est pas déprimé. Là encore, est donc obtenu le nitro-5 acétoxyméthyl-2 thiofène :

Analyse : $C_7H_7NO_4S$, calculé %, C 41,80; H 3,51; N 6,96; trouvé %, C 42,02; H 3,59; N 7,01.

Cet acétate peut être désacétylé, par ébullition avec de l'acide sulfurique à 20 %, en nitro-5 hydroxyméthyl-2 thiofène, avec un rendement de 70 %.

L'étude chromatographique des huiles obtenues, d'une part dans la nitration du chlorométhyl-2 thiofène, d'autre part dans celle de l'acétoxyméthyl-2 thiofène, ne nous a pas permis de mettre en évidence la formation de dérivé nitré en position 3.

Dans les deux cas, la présence d'un substituant en 2 « orthopara directeur » pouvait entraîner une nitration en 3 ou 5. La tendance de l'atome de soufre du noyau thiofénique à diriger une substitution en position α, couplée avec celle du premier substituant, oriente la nitration uniquement en position 5.

Pour parfaire la démonstration, nous avons tenté le passage du nitro-5 thénoate d'éthyle au nitro-5 hydroxyméthyl-2 thiofène par réduction sélective du groupement ester. Nous avons eu recours pour cela aux réactifs qui permettent d'obtenir l'alcool *p*-nitrobenzylique à partir du *p*-nitrobenzoate d'éthyle :

hydrure double de lithium et d'aluminium en solution éthérée à froid, afin de ne pas réduire le groupement nitro, selon Felkin ([6]);

borohydrure de lithium dans le tétrahydrofuranne, selon Paul et Joseph ([7]), qui donne, en série benzénique, un rendement de 86 %.

Avec le premier de ces réactifs, nous avons seulement récupéré 66 % de l'ester inattaqué; avec le second, la réaction nous a fourni une huile très rouge dans laquelle nous avons pu caractériser l'ester de départ et un peu d'alcool.

Par ailleurs, nous avons pu passer du dérivé chlorométhylé au dérivé aminé correspondant par condensation avec l'héxaméthylène tétramine, suivie d'une hydrolyse en milieu hydroalcoolique acide. L'amine, instable, n'a pu être isolée que sous forme de picrate F 204°.

Analyse : $C_{11}H_9N_5O_9S$, calculé %, C 34,10; H 2,34; N 18,08; trouvé %, C 34,01; H 2,73; N 17,46.

La nitration de l'acétoxyméthyl-2 thiofène ou du chlorométhyl-2 thiofène, suivie d'un traitement approprié, nous paraît être la meilleure voie d'accès au nitro-5 hydroxyméthyl-2 thiofène.

(1) *Organic Syntheses*, Collective Volume III, p. 197.
(2) H. R. Snyder, L. A. Carpino, J. F. Zack, Jr et J. F. Mills, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 2559.
(3) Rinkes, *Rec. Trav. chim.*, (4), 51, 1932, p. 1134.
(4) T. M. Patrick, Jr et Wm. S. Emerson, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 1356.
(5) Wm. S. Emerson et T. M. Patrick, *J. org. Chem.*, 14, 1949, p. 790.
(6) H. Felkin, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 304.
(7) R. Paul et N. Joseph, *Bull. Soc. chim.*, 1952, p. 550.

(Faculté de Pharmacie de Paris,
Laboratoire de Pharmacie chimique.)

GÉOLOGIE. — *Étude stratigraphique de la région de Roche-sur-Vannon (Haute-Saône).* Note (*) de Mme **Louise Beauvais**, présentée par M. Pierre Pruvost.

L'étude des Ammonites, des Madréporaires et des Foraminifères de la formation oolithique à Madrépores de Roche-sur-Vannon (Haute-Saône) permet de confirmer l'âge argovien des niveaux primitivement attribués au Rauracien.

La région de Roche-sur-Vannon a été étudiée par P. Poisot vers 1900. Ce géologue a recueilli une belle collection de fossiles que Mme Veuve Poisot a offert au Laboratoire de Géologie de la Faculté de Besançon. En 1944, L. Glangeaud (1) a publié les observations faites par P. Poisot dans la région de Roche-sur-Vannon et a donné un âge argovien aux formations oolithiques attribuées auparavant au Rauracien.

Une petite carrière située sur le chemin d'Argillière à Fouvent-le-Bas et une autre exploitation, au lieu dit « la Creuse », permettent d'observer un calcaire oolithique très compact, très dur, roux, à taches noires, se débitant en dalles de 10 à 50 cm d'épaisseur, appartenant probablement au Bathonien. Ni l'Oxfordien, ni l'Argovien inférieur ne sont visibles entre Fouvent-le-Bas et Saint-Andoche, par contre, plusieurs petites carrières entre Saint-Andoche, Trécourt et Roche-et-Raucourt donnent la possibilité d'étudier l'Argovien supérieur. Il se présente, dans cette région, sous un faciès assez variable : calcaire lithographique gris clair, passant latéralement à un calcaire oolithique ou bien calcaire oolithique en plaquettes passant à des bancs de calcaire pisolithique ou sublithographique. Mais, c'est dans l'ancienne carrière de la source de Sacrée-Fontaine, située entre les villages de Roche-et-Raucourt (anciennement Roche-sur-Vannon) et Trécourt, que nous avons pu relever une coupe détaillée de l'Argovien supérieur. Nous avons observé, de bas en haut :

1. Calcaire finement oolithique, tendre, blanc, légèrement sableux, se débitant en minces plaquettes de 1 à 5 cm d'épaisseur (épr. 1 m).
2. Calcaire oolithique plus grossier, disposé en bancs noduleux de 50 cm d'épaisseur (épr. 1,80 à 2 m). Ces deux niveaux contiennent des Dicéras, des Nérinées, des Lamellibranches (*Placunopsis blauenensis* de Lor.) et des Polypiers (*Dendrohelia coalescens* Gold, *Montlivaltia cartieri* Koby, *Stylina limbata* Gold, *Thecocyathus* sp.).
3. Calcaire blanc ou crème, marneux, très tendre, contenant de rares oolithes, des débris de coquilles et, par places, de petits galets roulés et de gros pisolithes atteignant jusqu'à 1 cm de diamètre. Ce calcaire renferme *Gregoryceras transversarium* Quenst. et *Perisphinctes* cf. *birmensdorfensis* Moesch (épr. 1 à 1,50 m).

4. Calcaire oolithique blanc à fines oolithes et rares pisolithes, se débitant soit en bancs de 50 cm de puissance, soit en plaquettes et contenant *Nerinea contorta* Buv., *Nerinella* cf. *cœcilia* d'Orb., des débris de *Corbis* cf. *buvignieri* Desh., des Madréporaires (*Dendrohelia* sp., *Thamnasteria gracilis* Gold., *Latomeandra crassa* Koby, *Montlivaltia tubicina* Koby, *Epismilia delemontana* Koby, *Comoseris meandrinoïdes* Koby, *Dimorpharea kœchlini* M. Edw. et H. qui se rencontrent surtout dans l'Argovien terminal (épr. 3 m).
5. Calcaire crayeux (épr. 1 m).
6. Calcaire sublithographique gris beige à *Astarte submultistriata* d'Orb., *Astarte supracorallina* d'Orb., *Trigonia geographica* Agas., *Trigonia* cf. *royeri* de Lor., *Nucula* sp., *Pseudocyclammina jaccardi* Sch. et *Ammobaculites coprolithiformis* Sch., alternant avec de petits bancs de calcaire oolithique à grosses oolithes roses (épr. 5 m).
7. Ce niveau est surmonté par un calcaire gris beige, très marneux, alternant avec de petits lits de marnes calcaires à rares débris d'*Exogyra bruntrutana* Thurm., *Exogyra* cf. *dubiensis* CTJ., *Trigonia geographica* Agas., *Pecten* cf. *parendieri* Et., *Astarte supracorallina* d'Orb., *Terebratula subsella* Leym. (épr. 2 m).

Les niveaux 1 à 5 sont, d'après les Ammonites et les Polypiers, d'âge argovien supérieur; les niveaux 6 et 7, contenant des Astartes et des Pseudocyclammines, doivent être placés dans le Séquanien.

Conclusions. — Cette étude permet : 1° de confirmer et de préciser les vues de M. L. Glangeaud (non seulement les niveaux attribués autrefois au Rauracien sont argoviens, mais ils sont directement surmontés par le Séquanien); 2° de constater qu'en France, comme en Suisse, le Rauracien doit être considéré comme un faciès de l'Argovien.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) L. Glangeaud, *Bull. Soc. hist. nat. du Doubs*, n° 51, 1944, p. 39-58.

(*Laboratoire de Géologie de la Sorbonne.*)

GÉOLOGIE. — *Sur l'extension verticale de la série de Khinguil, Afghanistan.* Note de M. **Guy Mennessier**, transmise par M. Pierre Pruvost.

En 1911, H. H. Hayden [1] décrivait sommairement, à l'Est de la capitale afghane, l'importante série calcaire de Khinguil (Khingil), reposant en discordance sur la série métamorphique de Kaboul. Un examen très rapide lui permettait d'y reconnaître le Carbonifère supérieur, le Permien et le Trias inférieur.

Une étude géologique détaillée des montagnes autour de Kaboul, dont les calcaires de la série de Khinguil forment l'ossature, m'a permis, en dépit de la rareté des fossiles, de compléter les résultats de H. H. Hayden et d'y reconnaître en particulier la présence du Trias supérieur et du Crétacé supérieur.

L'épaisseur totale de la série approche 2 000 m. Celle-ci est essentiellement constituée de calcaires cristallins noirs, gris ou bleuâtres à la cassure. La microfaune est rare, généralement en très mauvais état. Les macrofossiles, mal conservés, ne sont guère fréquents que dans la partie inférieure ou tout au sommet. La série de Khinguil repose en complète discordance sur des séries métamorphiques très plissées. Elle supporte en concordance la série schisto-calcaire de Kotagaé [2] bourrée d'ophiolites, au sommet de laquelle j'ai découvert une faunule de Foraminifères datant l'Éocène moyen. Aucune discordance ne paraît discernable au sein des calcaires de Khinguil.

Aux affleurements, il est souvent facile de distinguer quatre niveaux, en tenant compte de la morphologie et des couleurs d'altération. A la base, se dressent des calcaires massifs, patinés en gris sombre ou en brunâtre, couronnés par un mince liséré de calcaires rubanés noirs et bruns, avec des intercalations schisteuses déterminant une petite vire herbeuse. Au-dessus, viennent des calcaires de nuance gris clair, surmontés par un ensemble de couleur brune. Ces quatre niveaux sont particulièrement nets le long de la chaîne qui barre l'horizon de Kaboul au Nord-Est.

Plus en détail, la série de Khinguil se présente, de bas en haut, de la manière suivante :

a. Calcaires du Tangui-Charou (du nom des gorges du Kaboul, à l'Est de la capitale) à patine gris sombre ou brunâtre. — Ces calcaires puissants d'environ 500 m débutent en général par des grès-quartzites peu épais, de teinte violacée ou verte, qui remplissent souvent des cavités karstiques dans les marbres sous-jacents. Par place, par remaniement de certains de leurs lits, ces grès passent à des brèches. En d'autres points, ils admettent des intercalations calcaires, marno-calcaires ou schisteuses. Au-dessus, viennent des calcaires durs, en couches nettes, noirs à la cassure, avec de nombreuses sections de Brachiopodes et de Gastéropodes. Plus

haut, il est souvent possible d'individualiser une barre de calcaire marbreux gris, supportant une masse de calcaires noirs, à chailles blanchâtres vers la base et assez nombreux fossiles vers le sommet (Polypiers et *Bellerophon* ?). Les Fusulinidés sont nombreux dans la partie inférieure des calcaires du Tangui-Charou. J'en ai observé même dans les grès-quartzites de base. Malheureusement, une recristallisation rend toute détermination précise impossible. A quelques dizaines de mètres au-dessus des grès, j'ai trouvé *Spirifer curzoni* Diener (dét. H. M. Muir-Wood) accompagné d'autres Brachiopodes peu déterminables ([3]). H. H. Hayden avait attribué la base de la série de Khinguil au Carbonifère supérieur et au Permien, par comparaison avec la série des calcaires à Fusulines ouralo-permiens affleurant bien plus à l'Ouest. La présence du Carbonifère supérieur reste probable, mais non démontrée.

b. Calcaires rubanés à Cératitoïdés. — Épais de 30 à 40 m, ils admettent vers leur base quelques couches de schistes beiges et sont couronnés par un banc épais de plusieurs mètres de calcaire vermiculé crème et noir. Des fossiles y sont fréquents dans plusieurs bancs, mais en mauvais état. H. H. Hayden cite *Meekoceras* sp., *Ophiceras* sp., *Pseudomonotis* sp.; j'y ai recueilli moi-même : *Danubites* ? et *Protophiceras* ? (dét. J. Sornay), ainsi que *Monotis* cf. *salinaria* Bronn. et *Chlamys* ? (dét. S. Freneix). A la suite de H. H. Hayden, on peut donc attribuer ce niveau au Trias inférieur.

c. Calcaires de Saparaé (de Koh-é-Saparaé, montagne située au Nord des gorges du Tangui-Charou) à patine gris clair. Ce sont des calcaires à grain fin, gris sombre sur une cassure fraîche, finement microlapiazés en surface. Leur puissance est de l'ordre de 500 m. Quelques intercalations de calcaires fins crème s'observent dans la partie supérieure. Quelques minces bancs de grès-quartzite s'y rencontrent occasionnellement. Les fossiles, très rares, consistent en des articles cylindriques de Crinoïdes fort mal conservés et des débris de petits Gastéropodes. Par leur position stratigraphique, les calcaires de Saparaé doivent être attribués au Trias.

d. Calcaires de Gasak (de Koh-é-Gasak, montagne située à l'Est de Kaboul) à patine brune. — Ils forment une masse épaisse d'environ 800 m, au sein de laquelle se reconnaissent quelques passées de calcaires marbreux gris et de rares et minces bancs de schistes beiges. Sur les flancs de Koh-é-Gazak, à 20 m sous le sommet, existe une intercalation gréseuse épaisse de 14 m. J'ai recueilli à leur base *Indopecten* sp. gr. de *clignetti* Krumb. (dét. S. Freneix), forme du Trias supérieur; à quelques dizaines de mètres plus haut des Cœlentérés du Sénonien (dét. J. Alloiteau); *Pseudomalthidia* cf. *ziczac* Deslong. (dét. L. R. Cox) dans les grès du sommet et enfin dans les derniers bancs calcaires un Echinide qui est, d'après H. Devriès, très probablement *Hemipneustes persicus* Cott. et Gauthier, forme du Sénonien de la Perse. Il est donc certain que la plus grande partie des calcaires de Gazak représente le Crétacé supérieur, tandis que leur base correspond au Trias supérieur. S'il n'est pas actuellement possible d'affirmer

la lacune des termes intermédiaires, il est certain que ceux-ci sont au moins très fortement réduits. On notera que les dépôts du même âge, situés à une centaine de kilomètres au Nord-Ouest, de l'autre côté de l'Hindou-Kouch, sont essentiellement continentaux (séries de Saïghan et du « red grit ») et intercalés entre les séries marines (séries triasique de Doab et crétacée supérieure des calcaires massifs).

En résumé, le Trias supérieur et le Crétacé supérieur ont pu être mis en évidence dans la série de Khinguil, tandis que le Jurassique et le Crétacé inférieur et moyen correspondent, soit à une lacune, soit tout au moins à une période de dépôts très peu épais, contemporains de la sédimentation continentale se déroulant dans le même laps de temps, de l'autre côté de l'Hindou-Kouch, dans un domaine différent. Si, comme l'observait H. H. Hayden, la série de Khinguil, du Carbonifère supérieur au Trias, a de grandes affinités avec les couches de la Salt Range, par contre, au Jurassique et au Crétacé, elle témoigne d'une individualité certaine par rapport à celles-ci.

(1) H. H. HAYDEN, *Mem. Geol. Surv. India*, 29, 1911, p. 1-97, 12 figures, 19 planches, 1 carte.

(2) Il en sera question dans une prochaine publication.

(3) G. MENNESSIER, *Lexique stratigraphique international*, 3, fasc. 9 *a*, 1961.

(*Université de Kaboul.*)

VOLCANOLOGIE. — *Sur les gaz occlus dans l'Aiguille de la Montagne-Pelée (Martinique) de* 1902. Note de MM. **Marcel Chaigneau** et **Maurice Debrune**, présentée par M. René Fabre.

Les auteurs confirment les résultats antérieurs sur les conditions optimales d'extraction des gaz des roches volcaniques. Les mélanges gazeux obtenus, par chauffage sous vide jusqu'à 1000°, renferment notamment de l'anhydride sulfureux (moyenne : 9,4 %) mais sont exempts d'oxygène et d'hydrogène sulfuré.

L'extraction et la composition des gaz occlus dans la lave du volcan Nyiragongo a fait l'objet d'une étude antérieure [1] au cours de laquelle l'importance de la granulation de l'échantillon a été mise en évidence. Dans cette Note nous avons rassemblé les résultats obtenus, selon la même technique expérimentale, à partir de roches volcaniques constituant l'Aiguille formée lors de l'éruption de la Montagne-Pelée (Martinique) qui eut lieu en 1902. Il importe de préciser que pendant les essais la température de 1000° était atteinte par élévation régulière en 3 h, et maintenue pendant 45 mn. De plus, les gaz extraits étaient déshydratés au fur et à mesure de leur dégagement par l'anhydride phosphorique avant d'être recueillis au moyen d'une trompe de Sprengel. Dans tous les cas, le dégazage s'est manifesté entre 260 et 290°. Il a présenté une intensité croissante avec l'élévation de température jusqu'à un maximum situé vers 600-650°, et a presqu'entièrement cessé au voisinage de 950°. De plus, il s'est déposé, sur la paroi froide du tube de quartz, des anneaux légers constitués de traces de sels ferriques et surtout de chlorure d'ammonium.

A. *Influence de la pulvérisation.* — Un fragment de roche, prélevé sur place par MM. Jolivet et Grunevald, de l'Institut de Physique du Globe, a été broyé et ensuite trié en utilisant une série de tamis ayant des ouvertures de mailles (en millimètres) de 5-2, 4-1,2-0,31-0,20 et 0,16. De la sorte, la numérotation romaine du tableau général ci-après correspond à :

I : fragments concassés de grosseur comprise entre 5 et 2,4 mm;

II : poudre grossière passant entre 1,2 et 0,31 mm;

III : poudre fine passant entre 0,20 et 0,16 mm;

IV : poudre très fine passant à 0,16 mm.

Enfin, l'expérience V a été conduite à partir d'un échantillon I entièrement pulvérisé pour passer sans résidu au tamis le plus fin utilisé de module international n° 23.

En considérant le volume gazeux par gramme de roche, on constate tout d'abord que la pulvérisation très fine (V) favorise, de façon notable, l'extraction des gaz, ainsi que nous l'avons constaté pour la lave du Nyiragongo. Par contre, l'accroissement très important pour l'échantillon IV et la diminution sensible pour II et III semblent en relation avec le caractère hétérogène de la dacite de l'Aiguille de 1902. En effet, le concassage et le

tamisage ont favorisé un classement par dureté des différents minéraux pour lesquels la quantité et la nature des gaz occlus doivent être variables selon leur composition.

Composition procentuelle des gaz anhydres.

Nº	SO_2.	CO_2.	CO.	CH_4.	H_2.	N_2 (+ gaz rares).
I	5,3	74,5	18,2	0,5	0,3	1,2
II	11,4	65,8	19,6	0,9	0,1	2,2
III	9,3	63,5	24,0	0,9	0,4	1,9
IV	7,1	59,4	25,1	1,8	5,2	0,8
V	9,4	70,7	16,9	0,8	0,7	1,5
VI	11,4	68,2	17	0,6	0,8	2
VII	13,3	63,5	20,1	0,7	0,4	2
VIII	9,4	67,8	20,9	0,7	0,3	2,9

Volume (en millilitres) de gaz anhydres par gramme de roche.

Nº	SO_2.	CO_2.	CO.	CH_4.	H_2.	N_2 (+ gaz rares).	Volume total.
I	0,071	1,012	0,247	0,006	0,003	0,016	1,359
II	0,113	0,654	0,195	0,008	0,001	0,021	0,994
III	0,085	0,588	0,221	0,007	0,003	0,022	0,926
IV	0,232	1,937	0,821	0,060	0,170	0,027	3,261
V	0,155	1,173	0,279	0,013	0,010	0,024	1,659
VI	0,128	0,770	0,192	0,006	0,009	0,022	1,130
VII	0,082	0,393	0,124	0,004	0,002	0,012	0,619
VIII	0,166	1,524	0,469	0,016	0,006	0,065	2,191

B. *Influence de la densité des minéraux*. — Cette dernière observation méritait une confirmation en procédant à un classement sommaire, compte tenu des mesures de densité effectuées par Lacroix [2]. Cette opération a été effectuée à partir de 100 g de roche passée initialement au tamis nº 23 et séparée en trois parties à l'aide du bromoforme et d'un mélange de 2 vol de bromoforme pour 1 vol de bromure d'éthylène. Chacune des parties a été ensuite débarrassée des dernières traces de composés bromés par lavage à l'éther et séchage à l'étuve à 100-105º. Nous indiquons ci-dessous l'ordre de densité de ces trois fractions ainsi que leur pourcentage :

Fraction.	Densité.	%.	Expérience nº
1	$d > 2,89$	9,8	VI
2	$2,89 > d > 2,57$	23,0	VII
3	$d < 2,57$	67,2	VIII

L'examen des résultats obtenus pour ces dernières expériences révèle un volume gazeux maximal pour la fraction 3 qui est constituée par les composés les plus acides. D'autre part, la fraction 1 qui est riche en minéraux noirs (notamment : hypersthène) ainsi que la fraction 2 sont remarquables par leur haute teneur en SO_2 %. Enfin, on constate certaines similitudes entre les expériences II et VI, ce qui montre que le tamisage de cette roche

favoriserait la concentration des pyroxènes dans la fraction la moins friable, et que l'hypersthène retiendrait particulièrement l'anhydride sulfureux.

C. *Composition des gaz anhydres.* — 1° Les analyses ont montré l'absence totale d'oxygène, d'hydrogène sulfuré et d'acide chlorhydrique. Par contre, la présence du méthane et avant tout de l'anhydride sulfureux (9,4 %) est constante, ce qui est en contradiction avec les observations de Grossmann (3) et de Shepherd et Merwin (4) qui n'ont pas identifié ces deux composés dans les roches éruptives de la Montagne-Pelée. Enfin, un dosage de l'ensemble des gaz rares par rapport à l'azote, selon la méthode de Moureu et Lepape, a donné une valeur voisine de celle qui est admise pour l'air atmosphérique.

2° Dans les conditions où nous avons opéré, la comparaison entre I et V confirme que la pulvérisation très fine et complète de la roche est nécessaire pour obtenir le dégagement gazeux maximal. Cependant cette pulvérisation est susceptible d'entraîner une perte de gaz qui échappent alors aux investigations. Cette perte peut être évaluée en tenant compte des densités de la roche en gros fragments ($d = 2,53$) et finement pulvérisée ($d = 2,83$), soit 2,8 % des gaz recueillis à partir de l'échantillon V, si l'on considère que les bulles sont totalement gazeuses; donc, abstraction faite des bulles de retrait dont l'existence, tout aussi probable que dans d'autres minéraux (5), tendrait à abaisser la perte de gaz au-dessous de 2,8 %. D'ailleurs, la pulvérisation de 1,20 g de la roche étudiée dans une enceinte (200 ml) en relation avec un analyseur titrilog n'a pas permis de déceler la libération d'anhydride sulfureux (sensibilité : $0,02 . 10^{-6}$), d'où une perte très inférieure à l'évaluation précédente.

3° En considérant que l'emploi du vide et d'une température élevée à 1000° est nécessaire pour extraire les gaz de ces roches volcaniques, on peut supposer que ces gaz sont occlus dans les édifices moléculaires des minéraux qui se forment lors de la phase paroxysmale. Cette hypothèse nous engage à de nouvelles recherches qui sont en cours.

(1) M. CHAIGNEAU, R. FABRE et H. TAZIEFF, *Ann. Géophys.*, 16, 1960, p. 561-564.
(2) A. LACROIX, *La Montagne-Pelée et ses éruptions*, Masson, Paris, 1904.
(3) M. GROSSMANN, *Comptes rendus*, 148, 1909, p. 991.
(4) E. S. SHEPHERD et H. E. MERWIN, *J. Geology*, 35, 1927, p. 97-116.
(5) G. DEICHA, *Les lacunes des cristaux et leurs inclusions fluides*, Masson et Cie, Paris, 1955, 126 pages.

(*Laboratoire des Gaz du C. N. R. S., Faculté de Pharmacie, Paris.*)

SÉISMOLOGIE. — *Corrélations entre séismographes voisins.* Note (*) de MM. **Jean-Paul Carron**, **Philippe Nozières** et **Yves Rocard**, présentée par M. Francis Perrin.

En écartant de quelques centaines de mètres deux séismographes du type courte période, on trouve que l'agitation résiduelle de la terre cesse de montrer une corrélation importante en des points séparés de plus de 800 à 1000 m.

Dans le cas de séismographes suffisamment sensibles pour percevoir en permanence le mouvement du sol, nous avons pensé qu'une information globale sur la nature de ce mouvement serait fournie par la corrélation plus ou moins grande qui peut persister entre les signaux de deux séismographes qu'on éloigne de plus en plus.

Les résultats que nous allons donner se réfèrent à des séismographes de période propre 1 s, suivis d'amplificateurs électroniques donnant un gain total (rarement utilisé) de $2{,}4.10^6$. Les expériences ont été faites dans le bassin parisien à 90 km à l'Ouest de Paris, et par temps calme donnant un microséisme météorologique relativement faible. C'est cependant ce microséisme résiduel qui s'enregistrait sur les appareils, avec une période dominante de 2 s environ, et naturellement des composantes de fréquences plus élevées.

Le montage comporte un pont de résistances équilibrées, alimenté en croix par les séismographes et livre entre ses bornes la somme Σ et la différence Δ des signaux A_1 et A_2 reçus au cours du temps par les deux appareils écartés à une distance D.

Si l'on définit un coefficient de corrélation r par

$$r = \frac{A_1 A_2}{\dfrac{A_1^2 + A_2^2}{2}} = \frac{4 A_1 A_2}{2(A_1^2 + A_2^2)},$$

on voit immédiatement que

$$r = \frac{\Sigma^2 - \Delta^2}{\Sigma^2 + \Delta^2}.$$

On peut alors lire les amplitudes moyennes de Σ et Δ et évaluer r en moyenne en fonction de la distance D.

Nous résumons nos observations comme suit :

D = 0 m	$r = 1$
D = 400 m	$r = 0{,}92$
D = 600 m	$r = 0{,}87$
D = 800 m	$r = 0{,}64$
D = 1000 m	$r = 0{,}33$

La corrélation est donc longtemps assez bonne, puis tombe assez brusquement vers 1000 m de distance.

Mais le calcul d'un coefficient de corrélation n'est pas le seul résultat à tirer de ces expériences.

1° Quand les deux séismographes sont proches, Δ est nul. Quand on les écarte un peu (200 m) Δ, qui reste petit, consiste seulement en composantes hautes fréquences. Comme elles sont réduites par la bande passante de l'amplificateur elles restent faibles, et notre coefficient de corrélation r doit s'entendre pratiquement à 2 s de période.

2° Quand on s'écarte suffisamment pour retrouver des amplitudes importantes sur le signal Δ, soit vers 600-800 m, on constate qu'au cours du temps, quand une série de battements rendent Δ petits, précisément à ce moment Σ grandit et inversement. Ceci évoque une *propagation* de signaux plus ou moins déphasés par la distance D à parcourir entre les deux séismographes.

3° La portée des corrélations observées suggère une vitesse de propagation de l'ordre de 1000 m/s, nettement inférieure à la vitesse des ondes p dans le sol local (dans notre cas, 2-3 km/s dans la craie). Cette anomalie peut s'interpréter si l'on admet que les microséismes observés consistent en ondes de surface, résultant de l'agitation atmosphérique proche, ou éventuellement du tassement des couches géologiques superficielles (sur une épaisseur largement inférieure à la longueur d'onde).

Cette question paraissant importante pour la conception de réseaux de séismographes protégés de l'agitation locale, nous pensons étendre les expériences à des dispositifs comportant plus de deux séismographes.

(*) Séance du 20 mars 1961.

(*Laboratoires de Géologie et de Physique de l'École Normale Supérieure.*)

AÉRONOMIE. — *Sur la notation des perturbations ionosphériques à début brusque (P. I. D. B.) observées sur les enregistrements d'atmosphériques.* Note (*) de M. **Fernand Carbenay**, présentée par M. André Danjon.

Il est proposé de remplacer, dans les ursigrammes, la notation empirique de l'intensité du renforcement du niveau moyen des atmosphériques, enregistrés sur ondes kilométriques, soit par l'indication du niveau y_0 (immédiatement avant le début du phénomène) et du niveau maximal Y_M (atteint pendant la perturbation), soit par l'indication du renforcement relatif $[(Y_M/y_0) - 1]$.

Les perturbations ionosphériques à début brusque (P. I. D. B.), observées sur les enregistrements d'atmosphériques (ondes kilométriques), sont actuellement caractérisées, dans les ursigrammes (messages PERTU), par les heures T. U. de début, du maximum, par la durée et par l'intensité du renforcement estimée de 1 à 3 (1, faible; 2, moyen; 3, fort).

Tableau I.

P. I. D. B. observées sur les enregistrements du champ moyen des atmosphériques effectués (sur 27 kc/s) à Saclay (France) août 1958.

Jour.	Heure de début t_1.	Heure du maximum t_M.	Durée $t_2 - t_1$ (mn).	y_0 (μV/m).	Y_M (μV/m).	Intensité proposée $\mathcal{E} = \frac{Y_M}{y_0} - 1$.	Intensité estimée $\mathcal{N}$.
2........	1837	1848	–	78	113	0,45	2
3........	0830	0840	30	35	49	0,40	1
3........	0908	0913	–	42	55	0,31	1
7........	1457	1504	123	45	87	0,93	3
13........	1208	1214	–	22	42	0,91	2
13........	1533	1538	25	56	74	0,32	1
14........	0605	0615	35	27	42	0,56	1
14........	1240	1245	30	25	36	0,44	1
14........	1620	1628	50	31	35	0,13	1
15........	1319	1323	61	42	56	0,33	1
18........	1145	1154	40	21	31	0,48	1
19........	0915	0920	27	133	151	0,14	1
19........	1130	1145	50	168	220	0,31	2
20........	0807	0815	53	25	35	0,40	1
20........	0907	0940	83	31	74	1,38	2
23........	1018	1021	30	31	42	0,35	1
23........	1407	1420	53	60	76	0,26	1
23........	1650	1655	15	37	43	0,16	1
26........	0645	0650	45	21	25	0,19	1
28........	1156	1205	–	42	84	1	2
28........	1555	1602	125	56	75	0,34	1
30........	1610	1612	–	49	59	0,20	1
31........	1240	1245	40	73	102	0,40	1

TABLEAU II.

P. I. D. B. observées sur les enregistrements du champ moyen des atmosphériques effectués (sur 27 kc/s) à Port-aux-Français (Kerguelen), août 1958.

Jour.	Heure de début t_1.	Heure du maximum t_M.	Durée t_2-t_1 (mn).	y_0 (µV/m).	Y_M (µV/m).	Intensité proposée $\mathfrak{T}=\frac{Y_M}{y_0}-1$.	Intensité estimée $\mathfrak{N}$.
1........	0718	0730	22	2,1	3	0,43	1
2........	0630	0637	30	4,0	5	0,25	1
2........	0744	0750	45	4,5	5,0	0,11	1
3........	0512	0520	28	3,6	5,0	0,39	1
3........	0620	0630	45	4,9	5,8	0,18	1
3........	0912	0920	92	7,3	8,4	0,15	1
4........	0628	0632	37	5,3	5,9	0,11	1
4........	0734	0750	66	5,9	8	0,35	1
7........	0649	0700	51	4,7	6,1	0,30	1
9........	0351	0358	39	4,8	5,8	0,21	1
9........	0630	0632	20	4,2	5,1	0,21	1
9........	0820	0825	40	5,1	5,8	0,14	1
12........	0427	0440	73	3,9	5,1	0,31	1
12........	0710	0725	30	3,9	4,9	0,28	1
16........	0440	0450	55	2,5	5,5	1,20	1
16........	0701	0705	29	4,2	5	0,19	1
18........	0811	0827	–	5,6	8,5	0,52	1
22........	0755	0805	45	2,9	3,8	0,31	1
23........	1020	1030	60	3,1	3,9	0,25	1
24........	0652	0657	30	3,4	4,3	0,26	1
25........	1000	1010	–	2,8	3,2	0,44	1

Nous proposons de substituer, à la notation empirique de l'intensité du renforcement, l'indication du niveau y_0 du diagramme au temps $t_0 = t_1 - \varepsilon$ (t_1 étant l'heure du début du phénomène) et l'indication du niveau maximal Y_M atteint pendant la durée de la perturbation (*fig.* 1).

L'indication des niveaux y_0 et Y_M pourrait être remplacée par l'indication d'un seul paramètre définissant l'intensité de la perturbation par le renforcement relatif moyen :

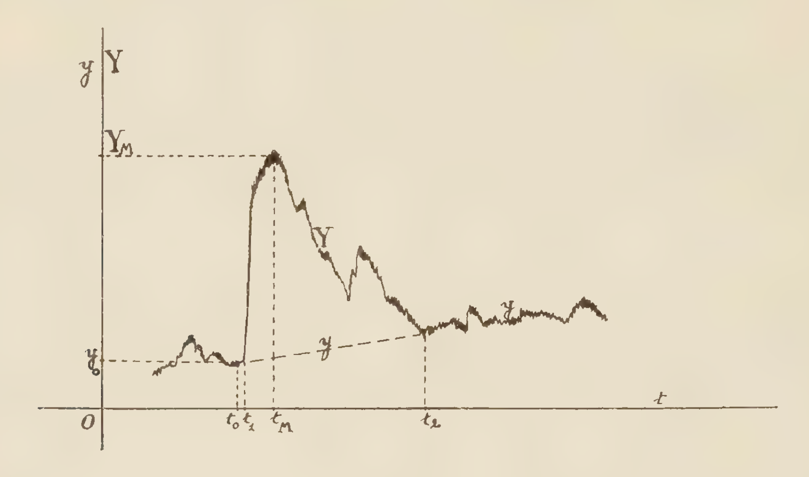
$$\frac{1}{t_2-t_1}\int_{t_1}^{t_2}\frac{Y-y}{y}\,dt.$$

Y, niveau du diagramme affecté par la perturbation; y, niveau en l'absence de perturbation.

y n'étant pas enregistrable dans l'intervalle $(t_2 - t_1)$, nous proposons, en observant que l'heure t_M du maximum Y_M est généralement assez rapprochée de l'heure du début, de définir l'intensité de la perturbation par un paramètre $\mathfrak{T}$ égal au renforcement maximal rapporté au niveau y_0 correspondant au temps précédant immédiatement le début du phénomène :

$$\mathfrak{T} = \frac{Y_M - y_0}{y_0}.$$

Les notations proposées (y_0 et Y_M) ou ($\mathcal{T}$) sont applicables aux enregistrements de la cadence de succession des atmosphériques, de l'intensité du champ moyen [1], de la valeur quadratique moyenne du bruit atmosphérique [2], pourvu que ces enregistrements soient convenablement étalonnés. Elles sont appliquées, à titre d'exemple, concurremment avec



la notation empirique ($\mathcal{N}$), aux P. I. D. B. observées sur les enregistrements du champ moyen des atmosphériques effectués dans les stations de Saclay (France) et Port-aux-Français (Kerguelen) pendant août 1958 (Année Géophysique Internationale).

Les nouvelles notations des renforcements enregistrés sur ondes kilométriques facilitent la recherche de corrélations avec des phénomènes connexes et apportent un complément d'informations aux observations faites, au moment des éruptions chromosphériques, sur ondes métriques et centimétriques.

(*) Séance du 5 avril 1961.

(1) *Comptes rendus*, 251, 1960, p. 1756 et 2495.

(2) *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 67.

(*Centre National d'Études des Télécommunications.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Équation biocinétique et catabolisme auxinique.* Note de MM. **Paul-Émile Pilet** et **Élefterios Lampsidis**, présentée par M. Raoul Combes.

Dans une précédente Note [1], nous avions présenté, pour rendre compte de l'inhibition auxinique, une équation biocinétique inspirée des méthodes préconisées pour exprimer l'activité enzymatique [2], et dont la signification demeurait proche de celles de l'équation de Bonner et coll. [3].

En posant : v_r, vitesse réelle de la croissance ; v, vitesse maximale théorique ; [S], concentration des auxines (substrat) ; K_s et K_I, constantes de Michaelis, nous avions trouvé l'équation suivante :

$$v_r = \frac{K_I - K_s}{[S] + \dfrac{K_I . K_s}{[S]} + K_I + K_s} \tag{1}$$

en introduisant V, on a

$$\frac{v_r}{V} = \frac{1}{\dfrac{K_s}{[S]} + 1} - \frac{1}{\dfrac{K_I}{[S]} + 1}. \tag{2}$$

Pour justifier cette équation, on avait admis que le substrat, par réactions cataboliques, donnait naissance à diverses substances [*voir* Pilet, [4] ; p. 301 à 356] parmi lesquelles certaines pouvaient se comporter comme l'inhibiteur I. Certains auteurs [5] ont prouvé l'existence de plusieurs voies parallèles de dégradation du substrat auxinique ; à chacune vont correspondre un certain nombre de composés actifs ou non (A, B, ...) et d'inhibiteurs (I, ...). En admettant que le composé auxinique (S) se comporte comme le *substrat* [6] et les protéines (E), véritables récepteurs comme une *enzyme* [7], on peut écrire :

Voie 1 : $E + S \rightleftharpoons ES \rightarrow \text{croissance} + E + A_1 + B_1 + \ldots + I_1$,
Voie 2 : $E + S \rightleftharpoons ES \rightarrow \text{croissance} + E + A_2 + B_2 + \ldots + I_2$,
. . . . ,
Voie n : $E + S \rightleftharpoons ES \rightarrow \text{croissance} + E + A_n + B_n + \ldots + I_n$.

La vitesse réelle de croissance (v_r) est la moyenne des vitesses partielles (chaque inhibiteur ayant sa propre constante K_I) et nous pouvons écrire

$$\frac{v_r}{V} = \frac{1}{\dfrac{K_s}{[S]} + 1} - \frac{1}{n}\left[\frac{1}{\dfrac{K_{I_1}}{[S]} + 1} + \frac{1}{\dfrac{K_{I_2}}{[S]} + 1} + \ldots + \frac{1}{\dfrac{K_{I_n}}{[S]} + 1}\right]. \tag{3}$$

Il est évident que plus K_I augmente, plus l'effet de l'inhibiteur est réduit et plus la fraction correspondante est proche de zéro. Si les $n - 1$

inhibiteurs postulés sont inactifs, notre équation devient

$$(4)\qquad \frac{v_r}{V} = \frac{1}{\frac{K_s}{[S]} + 1} - \frac{1}{\frac{n.K_{I_n}}{[S]} + n}.$$

Cette nouvelle équation, plus générale que celle que nous avions précédemment proposée [équation (2)], montre que :

1° plus n est grand (donc plus nombreux sont les inhibiteurs endogènes), plus une concentration élevée d'auxines est capable de stimuler la croissance :

2° la croissance ne peut être jamais totalement inhibée.

Mais l'analyse biocinétique de la croissance, qui peut grandement faciliter l'expression du phénomène, n'est pas à l'abri de certaines critiques ([8]).

Tout d'abord, Bennet-Clark ([9]) montre que les équations de Bonner ne tiennent pas compte des processus de *diffusion* auxinique ([10]). De plus, et contrairement à Bonner et Foster ([3]), ([6]), il n'obtient pas les mêmes *courbes de croissance* pour des doses inhibitrices d'auxines.

D'autre part, Ricard et Julien ([11]) ont justement fait remarquer que la constante de dissociation du complexe auxine-substrat varie avec l'âge du matériel biologique employé; en outre, ces auteurs montrent que les équations biocinétiques de Bonner ne tiennent pas compte de l'existence, dans les tissus, d'auxines naturelles chimiquement différentes de l'auxine externe.

Nous pourrons faire encore les remarques suivantes :

1° en discutant les équations proposées, nous avons vu que la croissance n'était jamais totalement inhibée; or il est en effet possible, en tous cas pour des racines, d'obtenir avec un traitement auxinique approprié ([12]), une *inhibition* totale de leur allongement;

2° aucun compte n'est tenu, dans les équations biocinétiques, de la *concentration* des auxines déjà présentes dans les tissus traités; or l'état auxinique endogène ([13]) varie d'une façon caractéristique avec la nature et l'âge des tissus employés;

3° enfin, en adoptant ces équations, les processus de *pénétration* et de *transport* des auxines endogènes et exogènes ne sont pas pris en considération; ces phénomènes sont pourtant essentiels et permettent [*voir* Pilet ([4]), p. 269-276] de préciser l'*efficacité* d'un composé auxinique.

([1]) P. E. Pilet et E. Lampsidis, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 309.

([2]) L. Michaelis et M. L. Menten, *Biochem. Z.*, 49, 1913, p. 333.

([3]) R. J. Foster, D. H. Mc Rae et J. Bonner, *Proc. nat. Acad. Sc.* (U. S. A.), 38, 1952, p. 104; J. Bonner et R. J. Foster, *J. exp. Bot.*, 6, 1955, p. 293.

([4]) P. E. Pilet, *Les phytohormones de croissance*, Masson, Paris, 1961.

([5]) P. M. Ray, *Ann. Rev. Plant Physiol.*, 9, 1958, p. 81; P. E. Pilet, *Rev. gén. Bot.*, 67, 1960, p. 298; *Physiol. Plant.*, 13, 1960, p. 766; P. E. Pilet et Lerch, *Mém. Soc. vaud. Sc. nat.*, 12, 1960, p. 213.

(6) J. Bonner et R. J. Foster, *Proc. of a Symp. on the chem. and mode of action of plant growth substances*; R. L. Wain and F. Wightman, Butterworths scient. publ., London, 1956, p. 295.

(7) C. Hansch, R. M. Muir et R. Metzenberg, *Plant Physiol.*, 26, 1951, p. 812; R. M. Muir et C. Hansch, *Plant Physiol.*, 28, 1953, p. 218.

(8) P. E. Pilet, *Bull. Soc. vaud. Sc. nat.*, 1961 (sous presse).

(9) T. A. Bennet-Clark, *Proc. of a Symp. on the chem. and mode of action of plant growth substances*; R. L. Wain and F. Wightman, Butterworths scient. publ., London, 1956, p. 310.

(10) S. Housley, J. A. Bentley et A. S. Bickle, *J. exp. Bot.*, 5, 1954, p. 373.

(11) J. Ricard et E. Julien, *C. R. Soc. Biol.*, 153, 1959, p. 1811.

(12) P. E. Pilet, *Experientia*, 7, 1951, p. 262; P. E. Pilet, M. Kobr et P. A. Siegenthaler, *Rev. gén. Bot.*, 67, 1960, p. 573.

(13) P. E. Pilet, *Bull. Soc. Bot. suisse*, 70, 1960, p. 268; *Bull. Soc. bot. suisse*, 71, 1961, p. 25.

(*Laboratoire de physiologie végétale de l'Université de Lausanne.*)

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur l'élévation des taux d'azote protéique et de potasse dans les tissus foliaires de la vigne consécutive à l'application de certains produits insecticides et notamment du dichloro-diphényl-trichloréthane ou DDT.* Note de MM. **Francis Chaboussou**, **Jacques Delmas** et Mme **Pauletfe Dureau**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Utilisé en pulvérisation sur Vigne, le DDT a entraîné une élévation d'azote protéique dans les feuilles, statistiquement significative, 21 jours après traitement. Cette modification biochimique, déjà enregistrée sur Poirier par un autre auteur, pose le problème de son éventuelle répercussion sur les populations d'Insectes et de Tétranyques, et notamment de *Panonychus ulmi*.

L'un de nous a déjà étudié (1) les répercussions de divers insecticides utilisés en traitement de la Vigne sur les niveaux de populations de *Panonychus ulmi* Koch. Ces mêmes essais avaient aussi pour but l'éventuelle mise en évidence de certaines modifications biochimiques, d'ordre élémentaire, pouvant être entraînées dans les tissus foliaires par l'action de ces mêmes produits. Ces derniers étaient les suivants :

— le 1-trichloro-2 *p*-chlorophényl-2 *p'*-chlorophényléthane ou DDT (100 g/hl);

— le diéthyl-4-nitrophénylthiophosphate ou parathion éthylé (20 g/hl);

— le phosphate de diméthyl-2-carbométhoxy-1-méthylvinyl ou phosdrine (40 g/hl);

— le 1-naphthyl-N-méthylcarbamate ou sevin (100 g/hl);

— un soufre micronisé contenant 80 % de soufre à l'état libre (500 g pour le 1er traitement, 300 g pour le 2e).

Précisons que DDT, parathion éthylé et phosdrine, se présentaient sous forme d'émulsion, tandis que sevin et soufre étaient utilisés en poudre mouillable. Les essais ont été conduits en carré latin comportant six répétitions, soit 36 parcelles (*voir* tableau I).

Deux traitements ont eu lieu : le 24 mai et le 6 juillet, comme dans le cas de la lutte contre la première et la deuxième génération de l'Eudémis (*Lobesia botrana* Schiff.). Il s'agissait de pulvérisations soigneusement conduites au moyen d'appareils à dos (type Pulvorex) donnant 6 à 7 kg de pression, et à raison de 750 l de bouillie à l'hectare.

Les feuilles soumises aux analyses ont été prélevées sur les rameaux fructifères, au niveau présentant pour chaque date le maximum de pullulation des Tétranyques. Le niveau I désignant la feuille proximale, les prélèvements ont été effectués au niveau II le 15 juin, et au niveau IV les 6 juillet et 5 septembre.

Outre les analyses minérales concernant : N, P, K, Ca, Mg [2], il a été également procédé au dosage de l'azote protéique suivant la technique classique de précipitations des protéides par l'acide trichloracétique et minéralisation de l'azote par la méthode de Kjeldahl. L'analyse de la potasse a été effectuée par photométrie de flamme. L'erreur globale de la méthode de dosage employée pouvant être estimée à ± 5 %, les chiffres obtenus le 15 juin, soit 21 jours après le premier traitement, pour l'azote protéique et la potasse sont donnés dans le tableau I.

Tableau I.

Schéma du carré latin et taux % en azote protéine et potasse des feuilles au 15 juin.

	T.	C.	A.	E.	B.	D.
N	1,89	1,93	1,98	1,82	1,96	2,10
K	0,61	0,76	1,63	1,32	1,29	1,17
	E.	B.	T.	D.	A.	C.
N	1,82	1,93	1,82	2,01	2,52	1,93
K	0,86	0,87	1,50	1,45	1,09	0,89
	D.	A.	E.	C.	T.	B.
N	1,93	2,12	1,65	1,82	2,29	1,82
K	0,99	0,84	1,25	1,36	1,24	1,23
	C.	T.	D.	B.	E.	A.
N	1,68	1,90	1,90	1,93	2,18	2,04
K	0,88	0,65	1,37	0,80	1,19	1,35
	B.	E.	C.	A.	D.	T.
N	1,90	1,79	1,56	2,24	2,29	1,96
K	0,69	0,65	1,21	1,30	1,39	1,15
	A.	D.	B.	T.	C.	E.
N	1,76	1,96	1,62	1,70	2,38	1,90
K	0,62	0,40	0,88	0,70	1,38	1,04

N, azote protéique; K, potasse; A, DDT; B, parathion éthylé; C, soufre mouillable; D, phosdrine; E, sevin; T, témoin.

Dans cinq parcelles sur six traitées au DDT et dans quatre parcelles sur six traitées à la phosdrine, le taux d'azote protéique est supérieur à celui de la moyenne des témoins. Or, l'étude statistique des résultats par la méthode de l'analyse de la variance et de la plus petite différence significative indique que l'élévation du taux d'azote protéique par le DDT est significative au seuil de 5 %. Par contre il n'en est pas de même pour la phosdrine. Pour le parathion, le sevin et le soufre mouillable, aucune différence dans les taux d'azote protéique par rapport à ceux des parcelles témoins n'a pu être mise en évidence 21 jours après le traitement.

En ce qui concerne le potassium, bien que les différences ne soient pas statistiquement significatives, comme pour l'azote protéique, on note

cependant les majorations les plus élevées avec le DDT, sevin et phosdrine venant en second lieu.

TABLEAU II.

Majoration globale en potasse du feuillage des parcelles traitées par rapport à celui des témoins.

Dates.	DDT.	Phosdrine.	Sevin.	Soufre mouillable.	Parathion.
Traitement 24 mai :					
15 juin	16%	15%	15%	10%	
6 juillet (prélèv. avant trait.)...	24 »	13 »	13 »	9 »	5%
5 septembre................	20 »	18 »	19 »	15 »	6 »

Les analyses du 5 septembre, effectuées 60 jours après le second traitement du 6 juillet n'ont pas donné, en ce qui concerne l'azote protéique, de différences significatives entre le taux du feuillage des parcelles traitées et ceux des parcelles témoins. Cependant, pour quatre parcelles sur six traitées avec le DDT, le taux d'azote protéique est supérieur à celui de la moyenne des témoins.

En ce qui concerne la potasse, et bien qu'également non statistiquement significatifs, les chiffres révèlent cependant une élévation globale des taux dans le feuillage des parcelles traitées et variant, selon les produits, de 6 à 20 % par rapport à la moyenne des témoins (tableau II).

Nos résultats confirment donc pour le DDT à l'égard de la Vigne ce que Kamal ([3]) a déjà mis en évidence sur Poirier concernant l'influence du DDT et du malathion : *soit l'augmentation significative des fractions azotées totale et protéinique dans les tissus foliaires.* Ces modifications paraissent devoir être considérées en partie comme la traduction biochimique des effets physiologiques entraînés chez diverses plantes par l'action des produits et notamment par le DDT ([4]), ([5]).

On est dès lors en droit de se demander dans quelle mesure ces phénomènes biochimiques d'ordre élémentaire sont susceptibles d'être en corrélation avec les augmentations statistiquement significatives des populations de *Panonychus ulmi* Koch enregistrées au cours de ces mêmes essais avec le DDT.

([1]) F. CHABOUSSOU, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 2313.
([2]) Analyses réalisées par la Station d'Agronomie et d'Œnologie de Toulouse (I.N.R.A.).
([3]) A. L. KAMAL, *Diss. Abst.*, 21, nº 3, 1960, p. 412.
([4]) R. K. CHAPMAN et T. C. ALLEN, *J. Econ. Ent.*, 41, nº 4, 1948, p. 616-623.
([5]) A. H. PROBST et R. T. EVERLY, *Agron. J.*, 49, nº 11, 1957, p. 577-581.

(*Station de Zoologie agricole du Sud-Ouest, I.N.R.A., Pont-de-la-Maye, Gironde* et *Station d'Agronomie de la Grande-Ferrade, I.N.R.A., Pont-de-la-Maye, Gironde.*)

PATHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Influence de la lumière sur l'expression de la résistance chez les cultures de tissus de Châtaignier.* Note de M. **Jean Grente**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Certains clones de Châtaignier sélectionnés par la Station d'Amélioration du Châtaignier et du Noyer de Brive sont résistants, dans les conditions normales de culture, à l'inoculation des racines par l'agent de la maladie de l'Encre : le *Phytophthora cinnamomi* Rands. Le clone le plus résistant est un hybride *C. crenata*×*C. sativa* portant l'indicatif M. 15. Le clone « Saint-Maixent » (*C. sativa*) est au contraire très sensible à la maladie.

Des cultures de tissu cambial ont été effectuées à partir de tiges de ces deux clones. Les milieux de culture employés sont les solutions de Knop ou de Heller, auxquelles on ajoute 2 à 5 % de glucose et des facteurs de croissance : acide naphtyl-acétique, 10^{-8}; pantothénate de calcium, 10^{-6}; chlorhydrate de cystéine, 10^{-5}; aneurine, 10^{-8}; méso-inositol, 10^{-5}. Les explantats se développent trop lentement dans les milieux liquides, aussi doit-on opérer en milieu gélosé. La température optimale est de 30°.

On a étudié la résistance à l'inoculation de colonies soumises pendant leur croissance aux conditions d'éclairement suivantes :

a. obscurité continue depuis le repiquage de l'explantat;

b. lumière continue obtenue au moyen de trois tubes luminescents placés à 50 cm des tubes de verre contenant les cultures;

c. obscurité pendant 20 à 30 jours, puis lumière continue pendant une durée égale.

Après 50 à 70 jours, les cultures ont été inoculées par dépôt sur la surface du cal, d'un petit fragment d'une colonie de *Phytophthora cinnamomi*, puis placées à l'étuve obscure à 24°, température optimale pour le parasite.

On assiste alors à des phénomènes qui dépendent des conditions d'éclairement ayant présidé à la formation des tissus inoculés.

Les cultures produites à l'obscurité sont envahies très rapidement, par le *Phytophthora*. Celui-ci se développe sur le cal ainsi qu'à la surface du milieu de culture. Les explantats se nécrosent rapidement surtout ceux du clone Saint-Maixent, mais la différence entre les deux clones est faible.

Les cultures obtenues à la lumière continue donnent lieu aux mêmes observations; toutefois le développement du champignon est plus lent et la nécrose des tissus moins rapide. La différence de comportement des deux clones est plus marquée.

Celles qui sont produites d'abord à l'obscurité puis à la lumière ont un comportement très différent.

Les cals de Saint-Maixent brunissent en une dizaine de jours puis se nécrosent rapidement, le parasite se développe sur l'explantat et à la

surface du milieu. Au contraire, les colonies de M. 15 se couvrent d'abord de minuscules points bruns puis leur surface devient rouge, le parasite se développe très faiblement. Au bout de 15 jours, la croissance des tissus qui semblait arrêtée, recommence pour donner un cal de couleur claire ayant l'apparence des tissus non inoculés. Quelques rares filaments mycéliens peuvent être remarqués à la surface de la colonie, mais il n'y a pas de développement du champignon sur la surface du milieu, par contre, un abondant mycélium se développe dans la profondeur du milieu.

Dans nos tentatives de repiquer les tissus formés après reprise de l'activité de la culture, le parasite a toujours pris le dessus et l'essai a échoué.

Ces expériences préliminaires nous montrent que la résistance du clone M. 15 éprouvée en pépinière, se manifeste dans les cultures de tissu cambial obtenues à l'obscurité puis placées à la lumière continue. Elle ne peut s'extérioriser dans celles qui sont produites à l'obscurité ou à la lumière continue depuis le repiquage jusqu'à l'inoculation. L'éclairement de la culture après inoculation est sans influence sur les résultats.

Ces faits ont été observés dans toutes les expériences que nous avons pu faire ainsi que dans des essais sur cals cambiaux obtenus dans des conditions non aseptiques. Ils doivent être mis en parallèle avec les résultats obtenus dans des expériences en pépinière qui nous ont montré que les plants de M. 15 ont résisté dans les conditions normales alors qu'ils se sont montrés sensibles après défeuillaison artificielle ou à l'obscurité.

On peut donc penser que l'extériorisation de la résistance est conditionnée par l'activité physiologique de la plante : photosynthèse ou processus demandant l'intervention de la lumière.

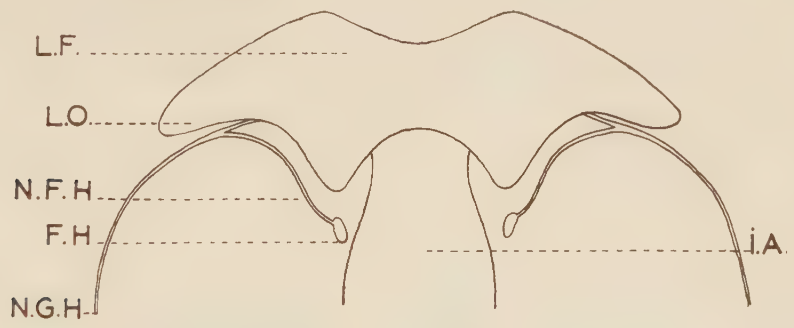
(*) Séance du 10 avril 1961.

(*Laboratoire de Pathologie végétale,*
Centre de Recherches agronomiques, Clermont-Ferrand.)

ZOOLOGIE. — *Sur une formation hypocérébrale chez les Diplopodes Iulides.* Note (*) de M. **François Sahli**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Nous signalons chez les Diplopodes Iulides une formation hypocérébrale, paire, de part et d'autre de l'intestin antérieur, en connexion avec le système endocrinien cellules neurosécrétrices-glande endocrine rétrocérébrale.

Le système endocrinien des Myriapodes Diplopodes est encore peu connu. Gabe [1] a signalé la présence d'une glande céphalique paire, hypocérébrale chez les Iulides (*Blaniulus guttulatus* Bosc., *Iulus albipes* Koch, *Iulus londinensis* Leach et *Iulus albolineatus* Leach [2]). Outre cette formation que nous avons retrouvée chez d'autres Opisthospermophores (*Schizophyllum sabulosum* L., *Leptoiulus simplex glacialis* Verh., *Iulus scandinavius* Latz., *Cylindroiulus silvarum* Mein., *Cylindroiulus teutonicus* Poc. et *Typhloblaniulus troglobius gibbicollis* Brol.), nos recherches nous ont amené à mettre en évidence chez ces Iulides l'existence d'une autre paire d'organes hypocérébraux.



Tachypodoiulus albipes Koch. Emplacement et connexion de la formation hypocérébrale. Vue schématique dorsale et aborale. F. H., formation hypocérébrale; I. A., intestin antérieur; L. F., lobe frontal; L. O., lobe optique; N. F. H., faisceau nerveux se rendant à la formation hypocérébrale; N. G. E., faisceau nerveux se rendant à la glande endocrine rétrocérébrale.

Il s'agit de formations situées latéralement de part et d'autre de l'intestin antérieur et au dessous de la masse cérébrale; elles sont longées par des trachées qui les pénètrent et unies, d'une part aux fibres conjonctive périoesophagiennes et d'autre part à des fibres issues du névrilemme, délimitant ainsi une cavité supra-oesophagienne.

Le nerf émergeant à la face inférieure des lobes optiques presque au niveau de leur jonction avec les lobes frontaux, présente peu après sa sortie du cerveau un léger renflement (ganglionnaire?) d'où partent en direction aborale et ventrale un faisceau de fibres externe innervant la glande endocrine décrite par Gabe et un autre, plus court, interne, se rendant à l'organe hypocérébral. Cette disposition est la plus facilement observable chez *Cylindroiulus teutonicus*.

Chez *Tachypodiulus albipes*, les fibres afférentes pénètrent latéralement dans l'organe à sa face supérieure et l'entourent de leur mince membrane; il s'agit là de formations mesurant environ 50 μ dans le sens dorso-ventral, plus ou moins fusiformes en section frontale de 70 sur 20 μ.

Chaque organe est constitué d'un amas cellulaire, dépourvu de lumière. Les noyaux, de section arrondie ou ovale, mesurent environ 4 μ de diamètre [3], la chromatine y est clairsemée, le nucléole volumineux, adjacent à la face interne de la membrane nucléaire. On y trouve des gouttelettes et des flaques de sécrétion colorables par la fuchsine-paraldéhyde de Gabe, l'hématoxyline chromique de Gomori, la fuchsine d'Altmann. Nous pensons qu'il y a lieu d'attribuer une origine cérébrale à ce produit de sécrétion comme le montrent les images de cheminement le long des fibres nerveuses se rendant à l'organe. Ce produit présente cependant un aspect chromatique différent de celui figuré dans les cellules neurosécrétrices protocérébrales, les flaques se colorant d'une manière moins vive, plus diffuse et ceci aussi bien dans l'organe que dans les fibres afférentes; ceci est à l'opposé de celles se rendant à la glande endocrine de Gabe, dans lesquelles elles présentent leur affinité tinctoriale d'origine et se colorent avec plus de force. Cette différence, qu'on trouve à divers degrés, se manifeste aussi bien après une oxydation permanganique, qu'en l'absence de celle-ci. Dans d'autres cas, dans les mêmes conditions techniques, l'organe hypocérébral offre un aspect vacuolaire et paraît vidé du produit de sécrétion. Enfin il semble que les cellules de l'organe hypocérébral soient capables d'élaborer une substance propre comme le montrent certaines images du cytoplasme.

Il existe donc chez les Iulides examinés, en rapport avec les cellules neurosécrétrices cérébrales, un système — glande endocrine rétrocérébrale d'une part et — formation hypocérébrale ici décrite d'autre part, et une voie de cheminement collier périoesophagien — chaîne ventrale [Sahli [4]].

Il serait prématuré, dans l'état actuel de nos connaissances, de vouloir établir une homologie avec certaines formations connues chez d'autres Arthropodes.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 828.

(2) *Iulus albipes* Koch = *Tachypodoiulus albipes* Koch (1838). *Iulus londinensis* Leach = *Cylindroiulus londinensis* Leach (1814).

(3) A côté de ce type fondamental figurent quelques éléments nettement plus petits, de forme aplatie ou très irrégulière.

(4) *Comptes rendus*, 246 1958, p. 470.

(*Laboratoire de Biologie animale, Faculté des Sciences, Dijon.*)

PHYSIOLOGIE. — *Régulation de la glycémie au cours de la perfusion du foie de lapin isolé.* Note (*) de MM. **Jules Stahl**, **Marc Dorner** et **Louis Fincker**, présentée par M. Robert Courrier.

Nous avons pu montrer qu'au cours de la perfusion par la veine porte du foie isolé de lapin, la glycémie du sang perfusant se fixe à un plateau qui, dans certaines de nos expériences, a pu être maintenu au-delà de 10 h. L'adjonction au sang circulant d'une certaine quantité de glucose entraîne une flèche d'hyperglycémie suivie d'un retour rapide et persistant de la glycémie à son taux de départ. Inversement, une soustraction continue de glucose, réalisée par une perfusion musculaire branchée sur le circuit de perfusion hépatique, ne modifie pas sensiblement le plateau glycémique en raison d'une glycogénolyse compensatrice. Il apparaît ainsi que le foie de lapin isolé perfusé est capable d'une régulation autonome de la glycémie. Cette régulation semble être mise en jeu par le taux du sucre sanguin lui-même.

Le foie étudié *in situ* retient ou libère du glucose selon le niveau de la glycémie : quand celle-ci est élevée, le foie emmagasine du glucose sous forme de glycogène ([1]), ([2]), en même temps que la glycogénolyse est arrêtée ([3]). Selon Soskin ([4]), ([5]), la fonction glycogénique du foie atteindrait un équilibre pour une glycémie qui se situe aux environs de 150 mg %; ce même équilibre se retrouve chez des animaux dépancréatés maintenus sous perfusion constante d'insuline. Ces expériences confirmées indirec-

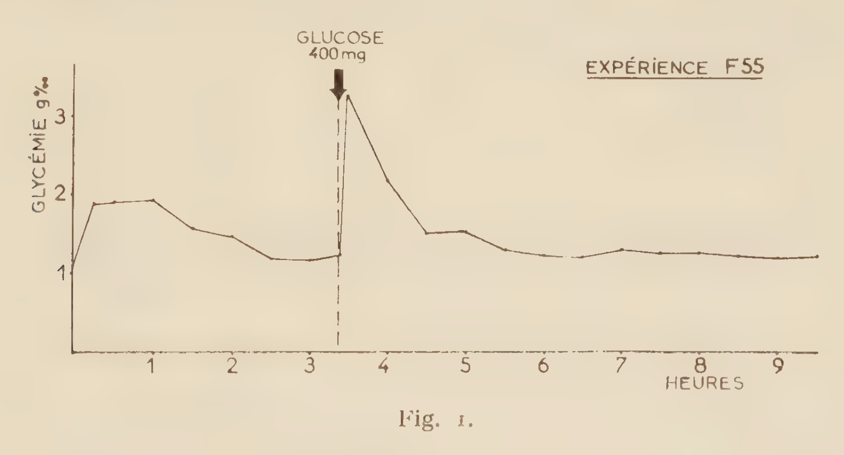


Fig. 1.

tement par Cahill ([6]) ont amené Soskin à parler de « régulation intrinsèque » de la glycémie par le foie ([7]), que De Duve, de son côté, a désigné sous le nom d'« automatisme chimique » ([8]).

Pour étudier ce problème à l'abri de toute influence humorale ou nerveuse extrinsèque nous avons mis au point et utilisé une technique de perfusion portale de foie de lapin isolé, perfusé en circuit fermé par 200 ml de sang de lapin oxygéné et maintenu à 37° ([9]).

De nombreuses perfusions hépatiques préliminaires nous avaient montré que le taux glycémique du sang perfusant, après une ascension initiale consécutive à l'anoxie de la période opératoire, s'abaissait progressivement pour atteindre, après 3 h de perfusion environ, un plateau glycémique

constant. Comme cela avait déjà été démontré ([10]), une oxygénation suffisante est nécessaire à l'obtention d'un tel plateau. Celui-ci se maintenait d'une façon relativement stable pendant un temps prolongé pouvant dépasser 10 h. Cette stabilité glycémique est l'expression d'un équilibre actif, ainsi que le montrent les expériences suivantes.

Première expérience (*fig.* 1). — Après avoir obtenu un plateau glycémique stabilisé aux environs de 130 mg % nous avons ajouté peu après la 3e heure de perfusion 400 mg de glucose au sang perfusant. La glycémie monta immédiatement à 336 mg % puis elle redescendit rapidement, si bien que 2 h 30 mn après l'adjonction du glucose elle atteignait le plateau antérieur auquel elle se maintint pendant plus de 4 h : le foie avait fixé l'excédent de glucose et l'équilibre antérieur s'était rétabli.

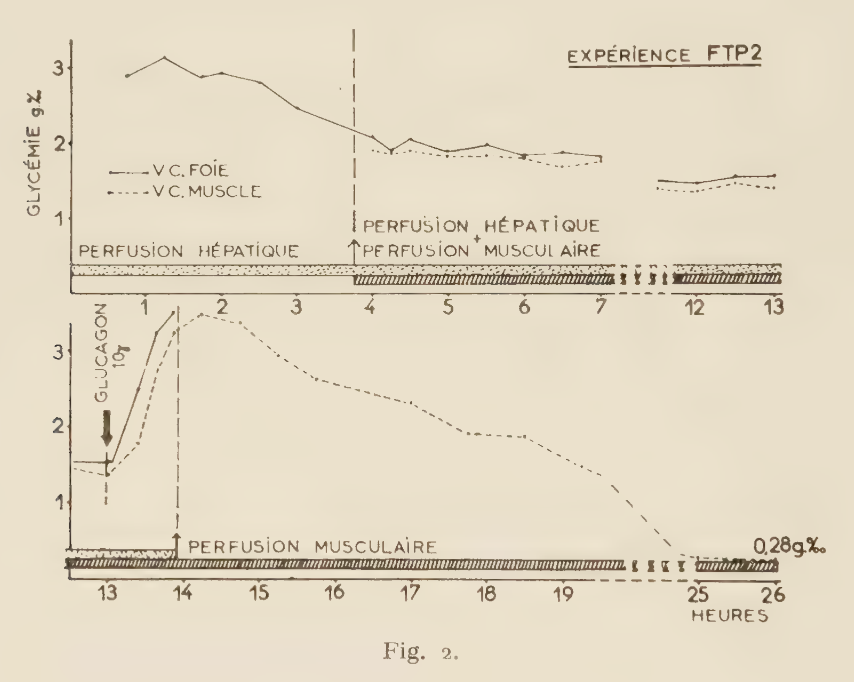


Fig. 2.

Deuxième expérience (*fig.* 2). — Nous avons branché sur le circuit de perfusion hépatique un train postérieur de lapin. La perfusion du train postérieur entraîne, ainsi que nous avons pu l'observer maintes fois, une baisse continue de la glycémie. Ce train postérieur fut branché après 3 h 45 mn de perfusion hépatique, à un moment où la glycémie s'était abaissée à 207 mg %. A partir de ce moment, la glycémie s'est maintenue à un plateau légèrement descendant (207 mg % au départ, 154 mg % après 9 h 15 mn). La glycémie mesurée à la sortie du foie était constamment plus élevée que la glycémie mesurée à la sortie du train postérieur. Cette constatation rend compte et d'une consommation de glucose par le muscle, et d'une glycogénolyse hépatique compensatrice, ainsi qu'en témoigne la stabilité prolongée de la glycémie. Enfin, après une hyperglycémie glucagonique destinée à éprouver les possibilités enzy-

matiques du foie perfusé depuis 13 h, le foie fut débranché. En l'absence de celui-ci, la perfusion isolée du train postérieur abaissa la glycémie de 348 mg % à 28 mg % en 12 h.

Il apparaît donc que le foie de lapin isolé et perfusé est capable d'une régulation autonome de sa fonction glycogénique, et que cette régulation est mise en jeu par le niveau de la glycémie, l'hyperglycémie entraînant une fixation de glucose par le foie, l'hypoglycémie déclenchant au contraire une glycogénolyse hépatique.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) S. Cherry et L. A. Crandall, *Amer. J. Physiol.*, 120, 1937, p. 52.
(2) E. Lundsgaard, N. A. Nielsen et S. L. Orskov, *Skand. Arch. Physiol.*, 81, 1939, p. 11.
(3) G. L. Searle et T. L. Chaikoff, *Amer. J. Physiol.*, 170, 1952, p. 456.
(4) S. Soskin et R. Levine, *Amer. J. Physiol.*, 120, 1937, p. 761.
(5) S. Soskin, H. E. Essex, J. P. Herrick et F. C. Mann, *Amer. J. Physiol.*, 124, 1938, p. 558.
(6) G. F. Cahill Jr., J. Ashmore, A. S. Earle et S. Zottu, *Amer. J. Physiol.*, 192, 1958, p. 491.
(7) S. Soskin et R. Levine, *Carbohydrate Metabolism*, 2e édit., Chicago.
(8) D. De Duve, *Rev. Intern. d'Hépatol.*, 2, 1952, p. 13.
(9) L. Fincker, *Thèse*, Strasbourg, 1960.
(10) H. Bénard, Mlle M. Tissier, L. Dermer, Mlle G. Bareillier et H. Pequignot, *C. R. Soc. Biol.*, 129, 1938, p. 746 et 130, 1939, p. 1237.

(*Laboratoire de Pathologie interne et expérimentale,*
Faculté de Médecine, Strasbourg.)

PHYSIOLOGIE. — *L'appétit du Moineau domestique dépend de la durée des jours et de son état sexuel. Implication avec le cycle reproducteur.* Note de M. **Léon Vaugien**, présentée par M. Léon Binet.

Dans plusieurs Notes récentes [1], j'ai exposé diverses observations relatives au rythme journalier d'activité et d'alimentation du Moineau et à son incidence sur la fonction testiculaire.

Il ressortait que cet oiseau prend sa nourriture tout au long de la période de jour, la quantité ingérée, en un temps donné, demeurant sensiblement constante; de plus, il était observé, tant chez les captifs que chez les nouveaux individus piégés pendant la belle saison, que la consommation est maximale avant et après la reproduction. Ces informations, complétées par diverses données expérimentales, tendaient à établir *une corrélation entre l'activité sexuelle et le métabolisme avivé de la période de veille qui se confond, pour ce nidicole, avec la période diurne.*

Je vais montrer que l'appétit du Moineau est fonction de la durée du jour, diminuant ou augmentant avec elle, et qu'il dépend, en outre, de l'état sexuel.

Mes investigations ont consisté à peser, séparément, les quantités de graines ingérées journellement par cinq groupes de 10 mâles soumis à des jours de durées variables :

— un groupe recevait la lumière naturelle d'automne et d'hiver;

— quatre autres groupes étaient illuminés, 17 h par jour, à diverses époques de la mauvaise saison.

Les oiseaux séjournaient dans deux salles dont la température avoisinait 13°C. Leur nourriture se composait de graines (millet et alpiste), de feuilles de laitue et d'eau vitaminée; deux jours par semaine [2], un complément de pâtisserie (pain de Gênes) était ajouté.

Pour le groupe exposé à la lumière naturelle, la consommation journalière, qui oscillait autour de 70 g en septembre (mue terminée) et dans la première moitié d'octobre, tomba, vers la fin d'octobre, à 59 g et conserva cette valeur moyenne jusqu'à la mi-février. C'est alors que, durant les trois semaines suivantes, la ration augmenta rapidement pour atteindre 68 g, vers le début de mars.

Il est intéressant de remarquer que l'appétit diminua nettement lorsque la période diurne devint inférieure à 11 h et demie environ (deuxième quinzaine d'octobre) et qu'il se ressaisit lorsque la photopériode augmenta au-delà de 11 h et demie (seconde moitié de février). Cette durée du jour paraît correspondre à une zone critique, sorte de seuil de transition entre deux modes alimentaires [3], deux régimes métaboliques.

Il convient de noter que la période d'alimentation restreinte, étalée du milieu de l'automne au milieu de l'hiver, accompagne le repos du testicule, tandis que le passage à l'alimentation accrue, en février, coïncide avec le réveil saisonnier de l'activité de la gonade.

Parmi les quatre groupes soumis à 17 h journalières d'éclairage, respectivement en septembre, novembre, janvier et mars, les résultats furent différents :

— pour les groupes illuminés en septembre ou en mars, la consommation quotidienne initiale, voisine de 71 g, ne fut pas modifiée;

— pour les groupes éclairés en novembre ou en janvier, la quantité ingérée passa, tout de suite, de 58 à 71 g.

La ration de l'ensemble des groupes éclairés garda cette valeur élevée durant un mois et demi environ ([4]) puis, déclina, pour se stabiliser, à partir du second mois et durant toute la période d'activité sexuelle, à une valeur très proche de 58 g. J'ai vérifié, à nouveau, que, dès l'illumination, les oiseaux diminuèrent de poids sans jamais présenter l'accumulation de graisse signalée chez les espèces migratrices (Merkel, 1957 et suiv.; Wolfson, 1942; De Bont, 1947; Farner, Mewaldt, King, 1955 et suiv., etc.).

Après plusieurs mois de traitement, la consommation de quelques mâles revenus au repos, se releva bientôt jusqu'à 65 g (valeur considérée pour 10 mâles) et, cela, avant même l'apparition de la mue post-nuptiale.

Ainsi, l'éclairage des mâles et la réduction des longues nuits de la mauvaise saison majorent immédiatement, *mais transitoirement*, la quantité de nourriture absorbée qui, malgré la poursuite de l'illumination, reprend sa valeur primitive. Cette récession secondaire, concomitante de la maturité sexuelle, fait présumer un effet contraire, inhérent au fonctionnement de la gonade ([5]) la recrudescence rapide de la ration, dès l'involution cyclique, justifie cette présomption.

Il résulte de mes expériences que l'allongement artificiel des jours et, *par suite, la prolongation de l'état de veille* induisent un changement du rythme physiologique dont les traits les plus apparents sont l'extension de la période alimentaire journalière et l'accroissement de la consommation globale. Ce nouveau régime, associé au réveil sexuel, a été envisagé antérieurement comme une condition majeure de la réponse testiculaire ([1]).

Au moment de la maturité génitale, l'avènement d'une phase de réduction accentuée des apports nutritifs, se substituant à la phase initiale de stimulation des échanges, évoque la possibilité d'une incompatibilité des nouvelles conditions métaboliques avec le maintien de l'activité sexuelle. Il est vraisemblable, en effet, que le relâchement prolongé de l'appétit, alors que les longs jours impliquent des dépenses accrues, soit, tout à la fois, *aspect et cause d'un état dépressif* — souligné par le net maigrissement de l'oiseau — propice à la suspension cyclique de la fonction reproductrice ([6]).

Conclusions. — La quantité de nourriture absorbée journellement par le Moineau domestique décroît nettement dans la seconde moitié d'octobre pour se stabiliser à une valeur sensiblement constante jusqu'à la mi-février, époque à laquelle la consommation augmente de nouveau : le changement du rythme alimentaire apparaît lorsque la période diurne avoisine 11 h et demie.

— *L'illumination du Moineau, pendant la période de faible consommation d'automne et d'hiver, majore immédiatement, de* 20 % *environ, la quantité de graines ingérée quotidiennement.*

— *Durant l'activité sexuelle qui accompagne l'allongement artificiel des jours, l'appétit du Moineau diminue, reprenant la valeur initiale caractéristique des jours courts.*

— *Le changement métabolique consécutif à l'extension de la période diurne est envisagé comme un facteur essentiel de la réponse sexuelle.*

— *la maturité de la gonade coïncide avec une chute importante de l'appétit, indice de l'apparition de nouvelles conditions métaboliques présumées favorables à l'involution cyclique.*

(1) L. Vaugien, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 3352; 249, 1959, p. 1056; 250, 1960, p. 3220; 251, 1960, p. 1570.

(2) Ces deux jours, la consommation en graines n'était pas mesurée.

(3) Dans l'obscurité complète, la consommation journalière, pour 10 mâles, avoisine 50 g.

(4) Les nombreuses informations antérieures ont prouvé qu'après ce délai d'illumination, les testicules atteignent leur croissance maximale.

(5) J'ai vérifié que les injections d'hormones sexuelles ou de gonadotrophine entraînent une diminution de la ration.

(6) Je ferai connaître prochainement comment retarder l'apparition ou écourter la phase réfractaire du Moineau.

(*Chaire de Biologie animale, Faculté des Sciences, Rennes.*)

BIOLOGIE. — *Étude expérimentale de la formation de mucus tégumentaire et de la réalisation du cocon chez le Protoptère.* Note (*) de M. **René Godet**, présentée par M. Robert Courrier.

Le Protoptère sécrète un abondant mucus lors du passage de la phase humide à la phase sèche formant ainsi un cocon protecteur. Quel est le déterminisme de ce phénomène ?

Nous avions déjà noté ([1]) que les sécrétions deviennent plus abondantes au moment de la prédominance post-hypophysaire, préludant à l'établissement en phase sèche. A ces observations nous ajoutons les expériences suivantes :

1° Des protoptères en phase hydrique sont brusquement soumis à un obscurcissement; la sécrétion du mucus augmente et la quantité est proportionnelle à la durée de l'expérience quand elle n'excède pas 15 jours. Le contrôle histologique démontre une involution de l'hypophyse antérieure.

2° L'hypophysectomie n'empêche pas la formation du mucus, donc du cocon expérimental. Elle ne provoque pas de crise mucoïde. La thyroïdectomie associée ne change pas ces résultats.

3° L'ablation de la portion antérieure à la fente hypophysaire donne des résultats variables, mais en rapport avec l'état de l'animal.

Opéré en phase hydrique, très active (avec alimentation et illumination abondante), le Protoptère subit *une crise mucoïde*, il rejette une quantité très importante de mucus au bout de quelques heures et s'entoure même dans l'eau de voiles de mucus. Cette crise dure 3 à 4 jours.

Opéré en phase sèche depuis plusieurs semaines, la crise est atténuée et si l'opération est faite sur un animal dans un cocon expérimental depuis un an, la crise est invisible.

4° L'enlèvement régulier de plaques de mucus d'un cocon expérimental provoque le remplacement de ces plaques. Mené au cours de 28 mois sur des surfaces de 10 cm^2 environ, nous avons constaté chaque fois la formation de nouveaux mucus. Si le Protoptère est fortement excité, il refait un cocon entier, plus petit, correspondant à son amaigrissement. Ceci prouve que l'animal conserve la capacité de sécrétions mucoïdes au cours du jeûne expérimental.

Ces expériences semblent bien montrer que la sécrétion de mucus est normalement inhibée par l'activité de la portion antérieure de l'hypophyse. La régression naturelle de cette partie, ou son ablation, provoque une crise mucoïde dont l'importance est en rapport avec la durée de l'inhibition antéhypophysaire.

Une application de ces connaissances nous a permis d'obtenir dans tous les cas la formation d'un cocon expérimental sans passer par l'assèchement

progressif. *Toutefois la durée de vie dans celui-ci dépend évidemment de l'importance des réserves lipidiques.*

Dans le cas d'un animal pris au début de phase sèche, la vie en cocon expérimental a pu se maintenir deux ans, et pour quelques-uns 38 mois à la température de 20°. Ce n'est d'ailleurs pas une limite, ces individus sont encore en vie. Il suffit dans tous les cas d'assurer une involution de la région antérieure de l'hypophyse.

Méthode dite naturelle : Obscurité préalable pour déclencher la crise mucoïde, puis introduction dans un sac en nylon à fermeture variable et opaque. Cette dernière précaution est inutile si l'animal adopte immédiatement *la position lovée naturelle, la queue venant cacher les yeux.* Si le sac est translucide et si l'animal n'adopte pas cette position, ou encore si l'on illumine les yeux, la mort intervient.

Méthode hormonale : Blocage de l'hypophyse antérieure par les traitements hormonaux classiques.

Méthode chirurgicale : Ablation de la région antérieure de l'hypophyse. (La section du nerf optique qui devrait se révéler intéressante est en cours d'expérimentation.)

En conclusion : La formation du mucus est une fonction tégumentaire très importante chez le Protoptère.

L'activité de la région antérieure de l'hypophyse inhibe la sortie du mucus. *C'est l'involution de cette portion qui lève l'inhibition et réalise la crise mucoïde nécessaire à la formation du cocon.*

Toutefois ce mécanisme inhibiteur que nous avons voulu mettre en évidence dans cette Note, ne constitue qu'un aspect partiel du déterminisme des sécrétions chez le Protoptère.

(*) Séance du 13 mars 1961.

(*Chaire de Biologie animale, Faculté des Sciences, Dakar.*)

BIOLOGIE. — *Électrophorèse sur papier du sérum de Chat.* Note (*) de Mme **Colette Causse-Vaills**, M. **André Vérain** et Mme **Alice Vérain**, présentée par M. Robert Courrier.

L'électrophorèse du sérum de chat a révélé pour ce félin une albuminémie faible, la présence d'une α_3-globuline, une *a*-γ-globulinémie chez le fœtus et le jeune chaton et une inversion du rapport α_2/α_3 lors du passage du jeune à l'adulte.

Au cours d'une étude sur les hormones thyroïdiennes du Chat, nous avons été amenés à réaliser l'électrophorèse du sérum de ce félin. Les renseignements le concernant sont peu abondants : Panisset (1) (détermination du protéinogramme d'un chat atteint de cancer hépatique), Robbins, Apter et Rall (2) (étude électrophorétique des liaisons thyroxine-protéine). Il paraissait utile de poursuivre une telle étude.

Protocole et résultats expérimentaux. — Les expériences ont porté sur 22 chats : 9 chats adultes (♂♀), 2 fœtus à terme, 13 chatons âgés de moins d'un mois, 2 chatons âgés de plus d'un mois.

La technique électrophorétique a été décrite en détail (3), (4).

Les électrophorégrammes ont révélé :

1° une fraction supplémentaire située entre les fractions α_2 et β des globulines. Elle s'est immédiatement imposée car elle n'apparaît pas dans les sérums humains. La présence de ce dédoublement de α_2-globuline s'est vérifiée dans tous nos échantillons et cette bande surnuméraire, grâce à la détermination des mobilités relatives, a été identifiée comme une α_3-globuline; certains auteurs préfèrent dans des cas analogues la terminologie d'une α_2 lente et α_2 rapide.

Le tableau I permet de comparer les mobilités relatives des différentes fractions des sérums et plasmas de chats à celles de 20 sérums humains. On peut en déduire que la β-globuline de chat a une mobilité inférieure à celle de la β-globuline humaine et que la fraction supplémentaire mise en évidence chez le Chat est bien une α_3-globuline.

Tableau I.

	Mobilités relatives.					
Échantillons.	α_1.	α_2.	α_3.	β.	φ.	γ.
20 sérums humains......	0,72 à 0,77	0,53 à 0,59	–	0,33 à 0,38	–	0,05 à 0,08
Sérums de chats.......	0,75 à 0,83	0,54 à 0,64	0,45 à 0,52	0,22 à 0,32	–	0,22 à 0,11
Plasmas de chats.......	0,74 à 0,84	0,54 à 0,65	0,45 à 0,54	0,25 à 0,34	0,12 à 0,24	0,04 à 0,10

2° Le tableau II réunit tous les résultats groupés sous les quatre rubriques signalées au début. Nous y avons en outre fait figurer le rapport α_2/α_3 qui est particulièrement intéressant.

TABLEAU II.

Nombre d'animaux.	Échantillons.		Composition protéique. A.	α_1.	α_2.	α_3.	β.	φ.	γ.	$\frac{\alpha_2}{\alpha_3}$.
			Adultes.							
8 (5 ♂ et 3 ♀).	Plasmas		36,2	4,7	7,3	14,5	10,9	8,2	18,2	<1
		Écart type	±6,18	±1,91	±2,40	±4,26	±3,9	±3,37	±4,69	
	Sérums		58,0	5,0	7,7	15,6	13,2	–	20,5	
		»	±5,46	±1,33	±1,95	±3,35	±3,82	–	±6,88	<1
			Chatons de moins d'un mois.							
9	Plasmas		46,7	4,4	12,2	7,1	16,7	8,7	4,2	>1
		»	±5,2	±2,66	±3,98	±2,73	±5,39	±5,20	–	
6	Sérums		38,6	4,5	10,0	7,1	29,8	–	10,0	>1
		»	±3,9	±2,7	±2,11	±1,5	±3,65	–	±3,56	
			Fœtus à terme.							
2	Plasmas	Nº 26 *a*	40,8	2,4	10	9,7	30,9	6,2	–	≠1
		Nº 26 *b*	44,8	2,5	7,8	7,6	31,4	5,9	–	≠1
			Chatons de plus d'un mois.							
2	Plasmas	Nº 31 A	44,6	5,4	8,9	20,6	10,8	7,8	1,9	<1
	»	Nº 30 C	42,7	6,3	6,1	19,9	9	9,7	6,3	<1
	Sérum	Nº 30 C	50,1	2,4	10	19,3	11	–	7,2	<1

Discussion. — 1º La fraction albumine reste en général assez faible. Ce caractère frappant chez le Chat adulte en raison de son taux élevé de γ-globuline l'est peut-être moins chez le jeune qui présente une *a*-γ-globulinémie.

2º La γ-globuline inexistante chez le fœtus et le tout jeune chaton ne semble apparaître que vers un à deux mois; elle reste toujours très inférieure à celle de l'adulte. Un taux de 9 % a cependant été constaté chez des chatons de 3 à 4 jours soumis à un régime lacté artificiel. L'éventualité de l'influence de la composition du lait se trouve ainsi posée, des expériences complémentaires sont entreprises pour tenter de déterminer la réalité de cette hypothèse. Cette absence de γ-globuline chez le nouveau-né n'est pas spécifique du Chat, elle a également été signalée chez le Veau par Ebel [5] et chez d'autres espèces animales par Boguth [6].

3º La variation du taux des α_2 et α_3-globulines en fonction de l'âge de l'animal mérite d'être soulignée. Alors que l'α_3 est prépondérante chez l'adulte, c'est l'α_2 qui l'emporte chez le châton; de ce fait le rapport α_2/α_3 est supérieur à l'unité chez le chaton de moins d'un mois et au contraire inférieur à l'unité chez l'adulte. Chez le fœtus à terme il est pratiquement égal à l'unité. Les limites de la période de transition où le rapport α_2/α_3 s'inverse et l'époque d'apparition des γ-globulines sont mal définies et nos deux chatons nº 30 C et 31 A rentrent dans ce domaine.

4° La comparaison d'électrophorégrammes de chats, chiens, rats, hommes, nous montre bien que le Chat se caractérise par une fraction α-globulinique plus importante; chez les autres espèces c'est le taux de β-globulines qui est plus élevé.

En conclusion, on peut affirmer que les particularités de la composition protéique de sérum de chat déterminée par l'électrophorèse sur papier sont les suivantes : une albuminémie relativement faible, la présence d'une α_3-globuline, une *a*-γ-globulinémie chez le fœtus et le jeune chaton, une inversion du rapport α_2/α_3 signant le passage à l'âge adulte pendant qu'apparaissent les γ-globulines.

(*) Séance du 5 avril 1961.

(1) R. Panisset, *Thèse pour le Doctorat en Médecine vétérinaire*, Lyon, 1955.
(2) J. Robbins, R. A. Apter et J. E. Rall, Communication personnelle.
(3) C. Chechan et C. Vaills, *Algérie Médicale*, 60, 1956, p. 5.
(4) C. Vaills, *Contribution à l'étude de l'électrophorèse sur papier* (*Thèse Pharmacie*, Alger, 1957).
(5) K. Ebel, *Zbl. Vet. Med.*, 1, 1953, p. 70.
(6) W. Boguth, *Zbl. Vet. Méd.*, 1, 1953, p. 168.

(Laboratoire de Physique médicale, Faculté mixte de Médecine et de Pharmacie d'Alger.)

BIOLOGIE. — *Recherches sur des organes isolés de têtard en survie. Évocation de la métamorphose en quelques heures dans l'intestin malgré l'absence de thyroxine.* Note (*) de M. **Michel Delsol**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Isolé en survie, un fragment d'intestin de têtard présente après quelques heures — malgré l'absence de thyroxine — des images histologiques de métamorphose. Les autres organes destinés à subir une métamorphose ne présentent aucune évocation du phénomène métamorphique. On suggère que cette particularité de l'intestin est liée à la présence des cellules basales qui, dans les conditions naturelles, donnent les tissus néoformés.

Poursuivant des expériences sur le déterminisme de la métamorphose et de la néoténie chez les Amphibiens, nous avons été amené à étudier la possibilité d'une évolution métamorphique d'organes de têtard en survie. Dans une première série expérimentale dont nous publions les résultats ici, nous avons étudié le développement *in vitro* d'organes d'*Alytes obstetricans* : peau, queue, mésonéphros, gonades, intestin. Quelques résultats particulièrement significatifs ayant été obtenus au niveau de l'intestin, il nous a paru utile de les publier dès maintenant.

Intestin. — L'intestin de têtard dans les stades que nous utilisons est formé de quatre couches : muqueuse, sous-muqueuse, tunique musculaire, séreuse. Au moment de la métamorphose, les remaniements les plus importants se situent dans la muqueuse, dont les cellules ciliées dégénèrent pour être remplacées par des cellules basales situées dans la partie profonde de la couche. A la fin de la métamorphose, cette muqueuse est plissée comme chez l'adulte. Ces modifications se réalisent en quelques jours chez le Discoglosse, en quelques semaines chez l'Alyte.

Or, sur des fragments d'intestin placés en survie dans un liquide physiologique enrichi de jus embryonnaire et oxygéné, on assiste dans les quelques heures qui suivent le début du traitement à des modifications spectaculaires qui donnent à l'organe prélevé une allure d'intestin en voie de métamorphose. Après un traitement de 8 h, la tunique musculaire et la sous-muqueuse sont devenues plus épaisses; la muqueuse a atteint plusieurs fois sa hauteur, elle présente de nombreux replis. On peut y observer des dégénérescences cellulaires traduites par des amas de pigments qui paraissent correspondre à ce que Joly [1] a décrit dans la métamorphose du Discoglosse. Ce phénomène paraît dû à un développement actif des cellules basales. Cependant le remplacement des cellules ciliées par des cellules à plateau strié, n'est pas encore réalisé.

Il est à noter que le phénomène se réalise avec ou sans thyroxine exactement de la même façon.

Il était logique évidemment de se demander si l'on observerait des modifications similaires dans de l'intestin de Batraciens métamorphosés.

Ici les résultats ont été complètement négatifs; des fragments d'intestin de jeunes *Alytes* prélevés aussitôt après la métamorphose et d'intestin de Discoglosses adultes n'ont permis d'observer, après 8 à 15 h de survie, aucune modification. Les phénomènes décrits sont donc bien propres aux têtards.

Peau. — La peau de têtard d'*Alytes* en prémétamorphose est formée d'un épiderme en général à une seule assise de cellules, d'une couche dermique dite spongieuse, composée en général de deux hauteurs de cellules emboîtées l'une dans l'autre et très riches en cellules pigmentaires, d'un chorion peu épais. En survie, les cellules de la peau vivent très bien, l'ensemble des trois couches tend à s'épaissir, atteignant en général le double de la hauteur de la peau témoin. Il ne semble pas y avoir cependant une augmentation du nombre des couches cellulaires. Le phénomène paraît dû surtout à un allongement des cellules de chaque région. En certaines régions pourtant, surtout dans la queue, la couche cellulaire externe à cuticule disparaît, sans doute en tombant dans le milieu de culture. A ces niveaux, la couche spongieuse du derme sous-jacent se multiplie et redonne ainsi à l'épaisseur totale de la peau une dimension normale, mais au cours de cette multiplication, le derme perd sa structure habituelle presque palissadique, il acquiert une structure davantage pavimenteuse. De toutes façons, ces faits ne sont pas comparables aux phénomènes qui se produisent dans la métamorphose.

Tissu conjonctif. — Dans les régions du têtard riches en tissu conjonctif, dans la nageoire caudale en particulier, on observe en survie une déshydratation extrêmement rapide caractérisée par un aspect anormalement serré du réseau des fibres conjonctives qui paraît correspondre aux phénomènes que Wurmbach [2] a observé *in vivo* sous l'influence de la thyroxine. Le phénomène est sans doute dû simplement à la teneur en sel du milieu de culture.

Autres observations. — Dans les conditions expérimentales décrites, il n'y a pas de modifications au niveau de la corde dorsale, de la musculature, du squelette et du cartilage. Dans le rein, on observe, dans quelques cas, une hypertrophie de la cavité des glomérules et du diamètre des tubes. Dans le testicule, on a pu voir également, mais d'une façon irrégulière, une hypertrophie de la cavité des ampoules séminifères avec un développement accru de la lignée spermatogénétique. Cette observation sera décrite ultérieurement.

Conclusion. — 1° Des fragments d'intestin de têtard d'*Alytes* isolés en survie présentent d'une façon régulière et dans les conditions expérimentales utilisées, des phénomènes histologiques qui ressemblent aux premières étapes de la métamorphose. Ces phénomènes se réalisent en quelques heures, infiniment plus vite que dans les conditions naturelles et malgré l'absence de thyroxine dans le milieu.

Les autres organes présentent des modifications qui ne paraissent pas correspondre à des phénomènes de métamorphose.

2° Chez les têtards d'Anoures la métamorphose de l'intestin se réalise différemment de celle des autres organes puisque la muqueuse est néoformée à partir de cellules basales. Ces cellules n'existent pas dans les autres organes du têtard. On peut suggérer que cette particularité de la métamorphose intestinale de la larve est en relation avec la possibilité de cet organe de présenter en survie des images très rapides de métamorphose.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) P. Joly, *Métamorphose de l'intestin chez le* Discoglossus pictus. Presses Universitaires de France, 1937.

(2) H. Wurmbach, 1957, *Le métabolisme de l'eau et la métamorphose des animaux* (*Congrès de l'A. F. A. S., Colloque sur les métamorphoses*, Périgueux, juillet 1957; *Actes de la Soc. Lin. de Bordeaux*, p. 163-182).

(*Laboratoire de Biologie générale, Université catholique de Lyon.*)

BIOPHYSIQUE. — *Étude de la modification réversible de la structure de la β-lactoglobuline* B *à des pH supérieurs à* 5,25, *au moyen de la dispersion rotatoire.* Note de M. **Dominique Pantaloni**, présentée par M. Georges Champetier.

L'étude de la dispersion rotatoire des solutions de β-lactoglobuline B en fonction du pH et de la température montre l'existence, entre pH 5,25 et 9, de deux formes de molécules en équilibre. Le passage d'une forme à l'autre est provoqué par l'ionisation d'un groupe déterminé de la protéine dont nous avons calculé le pK_{ab}, la chaleur d'ionisation et les autres grandeurs thermodynamiques.

De nombreux auteurs ont étudié les propriétés rotatoires de la β-lactoglobuline dans différentes conditions [1]. L'objet de cette Note est de montrer les résultats que nous avons obtenus par une étude systématique de la dispersion rotatoire en fonction du pH et de la température.

L'appareil que nous employons est un spectropolarimètre photoélectrique de haute précision à enceinte thermostatée (Rudolph 200 A). La source lumineuse est une lampe à vapeur de mercure haute pression (Philips SP 500). Les mesures de pouvoir rotatoire sont faites sur des solutions aqueuses de β-lactoglobuline B à des concentrations d'environ 3 % dans des cuves en quartz de 10 cm de long, pour différentes longueurs d'onde du spectre du mercure.

La dispersion rotatoire de la β-lactoglobuline B en solution aqueuse tamponnée à différents pH à la force ionique $\mu = 0,1$ et à 20°, suit parfaitement la loi de Drude : $[\alpha] = A/(\lambda^2 - \lambda_c^2)$ dans l'intervalle des longueurs d'ondes étudiées (de 546 à 313 mμ). $[\alpha]$ est le pouvoir rotatoire spécifique, λ_c et A sont des constantes de dispersion. En représentant la variation de $1/\alpha$ en fonction de λ^2, on obtient une droite pour chaque pH : ces droites sont concourantes (*fig.* 1).

Les données expérimentales montrent que :

1° La courbe de variation de A en fonction du pH est réversible; elle est représentée par une sigmoïde (*fig.* 2) qui a pour équation

$$\log(A_{pH} - A_{5,25}) - \log(A_9 - A_{pH}) = pH - 7,25.$$

Cette courbe est à rapprocher de la courbe de dissociation d'un groupe dont le pK serait égal à 7,25. En effet, posons

$$\log(A_{pH} - A_{5,25}) - \log(A_9 - A_{pH}) = Y.$$

On voit que Y est une fonction linéaire du pH, c'est-à-dire que $Y = a\,pH + b$ où $a = 1$ et $b = -7,25$. On peut donc en conclure que le changement de dispersion rotatoire est sous la dépendance de l'ionisation d'un groupe déterminé G de la protéine dont le pK d'ionisation serait égal à 7,25.

2° Quand le pH augmente, les constantes de dispersion $[\alpha]$ et A augmentent en valeur absolue et λ_c diminue. Or l'ionisation d'un groupe ne peut expliquer un changement semblable de la dispersion rotatoire que

si cette ionisation est liée à une modification de la structure dissymétrique de la protéine. Cette modification n'est que partielle et parfaitement réversible; au-delà de pH 9, la modification de structure devient irréversible : la protéine se dénature.

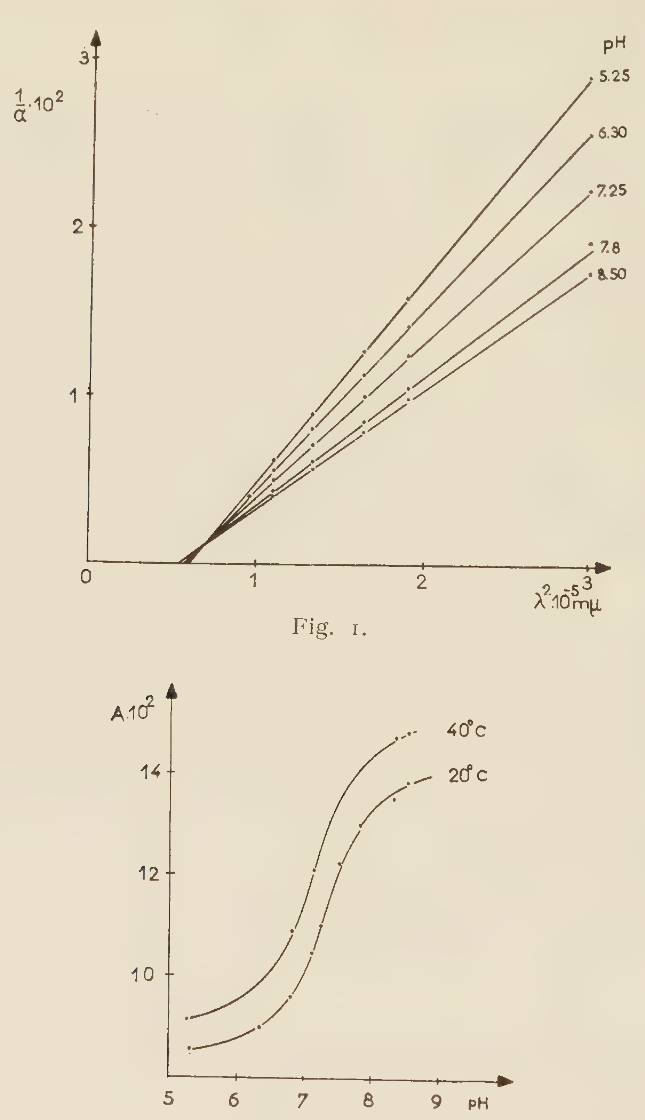


Fig. 1.

Fig. 2. — La valeur de A est donnée par l'inverse de la pente des droites de la figure 1.

3° Le calcul montre que si les droites représentant la dispersion rotatoire de la β-lactoglobuline à différents pH sont concourantes, on a affaire à un mélange de deux formes de molécules se transformant l'une dans l'autre en fonction du pH. Les droites extrêmes du faisceau sont caractéristiques de ces deux formes. L'une est obtenue pour le pH 5,25 au-dessous duquel la variation du pouvoir rotatoire est très faible et l'autre pour le pH 9 au-dessus duquel le groupe G est ionisé.

Effet de la température T = 40°C. — Les phénomènes observés à 40° sont en tous points semblables à ceux observés à 20°. On note cependant que la courbe de variation de A en fonction du pH a subi une translation de — 0,25 unité pH. Le pK est donc égal à 7 à 40° au lieu de 7,25 à 20°. En appliquant la loi de Van't Hoff relative aux variations d'équilibre : $d\,\text{Log}\,K/dT = \Delta H^0/RT^2$, nous avons calculé la variation d'enthalpie standard de cette ionisation $\Delta H^0 = 5\,200$ cal/mole. La variation d'énergie libre standard $\Delta F^0 = -\,RT\,\text{Log}\,K$ est égale à 12 500 cal/mole à 20°. La variation d'entropie standard $\Delta S^0 = (\Delta H^0 - \Delta F^0)\,1/T$ est égale à 8 u. e. Toutes ces valeurs sont en parfait accord avec celles qu'on était en droit d'attendre de l'ionisation d'un groupe de la protéine.

Comme le montre la figure 2, les valeurs de A mesurées à 40° sont plus élevées en valeur absolue que celles mesurées à 20° pour les mêmes valeurs de pH-pK et l'écart semble constant quel que soit le pH. La température agirait donc sur une partie de la structure commune aux deux types de molécules de β-lactoglobuline présents dans la solution; cette structure indépendante du pH est probablement la structure secondaire de la protéine maintenue par des liaisons hydrogène tandis que la structure dépendant de l'ionisation du groupe G ferait partie de la structure tertiaire.

Nous pouvons rapprocher ces résultats de ceux obtenus par C. Tanford, d'une part et de C. Georges et S. Guinand, de l'autre, qui ont étudié au moyen de méthodes différentes la β-lactoglobuline dans la même zone de pH.

C. Tanford et coll. ont montré par titrage électrométrique que la molécule de β-lactoglobuline native possède deux carboxyles anormaux de pK 7,42 dont l'ionisation est liée à une transformation réversible de la protéine. Mais nous n'avons mis en évidence, par l'étude de la dispersion rotatoire, qu'un seul groupe de pK 7,25 dont l'ionisation provoque la transformation réversible de la structure de la protéine. Or, C. Georges et S. Guinand [2] ont montré par diffusion de la lumière que la molécule de β-lactoglobuline B se scinde en deux sous-unités dans la même zone de pH. On peut alors penser, soit qu'il y a un carboxyle anormal par demi-molécule et que l'ionisation de celui-ci provoque la transformation de la structure de la demi-molécule, soit que le groupe G est un imidazole et que l'ionisation du carboxyle anormal n'est qu'une conséquence de la coupure ou de la transformation de la protéine.

(1) M. L. Groves, W. J. Hipp et T. L. Mc Meekin, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 2790; J. Shellman, *C. R. Labor. Carlsberg*, sér. chim., 30, 1958, p. 396; C. Tanford, L. G. Bunville et Y. Nozaki, *J. Amer. Chem. Soc.*, 81, 1959, p. 4032; C. Tanford, P. K. De et V. G. Taggart, *J. Amer. Chem. Soc.*, 82, 1960, p. 6028.

(2) C. Georges et S. Guinand, *J. Chim. Phys.*, 57, 1960, p. 606.

(*Laboratoire de Biologie physicochimique de la Faculté des Sciences, Institut de Biologie physicochimique, Paris.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Détermination colorimétrique simple et rapide du cholestérol libre en présence de ses esters d'acides gras.* Note (*) de MM. **Émile Assous** et **Maurice Girard**, présentée par M. Jean Lecomte.

L'évaluation fractionnée du cholestérol libre et du cholestérol estérifié par des acides gras présente un intérêt particulier, surtout en Biologie, où elle complète le dosage du cholestérol total.

Les déterminations se pratiquent habituellement à l'aide de méthodes photocolorimétriques. Mais les réactions colorées utilisées, très nombreuses, sont toutes communes à la fois au cholestérol libre et à ses esters.

Aussi, les techniques proposées exigent-elles soit une séparation préalable par chromatographie ou par précipitation spécifique du cholestérol libre par le digitonoside, soit un isolement du complexe digitonoside-cholestérol avant et après hydrolyse.

Une très grande simplification serait obtenue, sur le plan pratique, s'il était possible de résoudre le problème de la détermination sélective du cholestérol libre en présence de ses esters d'acides gras. En effet, si l'évaluation du cholestérol libre pouvait, dans un premier temps, être effectuée par une réaction spécifique, le dosage du cholestérol total, qui ne présente aucune difficulté, permettrait, dans un second temps, de trouver par différence la concentration en cholestérol estérifié.

A cette intention, nous avons entrepris une étude détaillée des principales réactions colorées habituellement utilisées pour doser le cholestérol total. En particulier, nous nous sommes attachés à la coloration donnée, en milieu acétique, par l'acide sulfurique en présence de certains catalyseurs.

Les différents facteurs, pouvant modifier l'apparition et l'évolution de la coloration, ont été passés en revue.

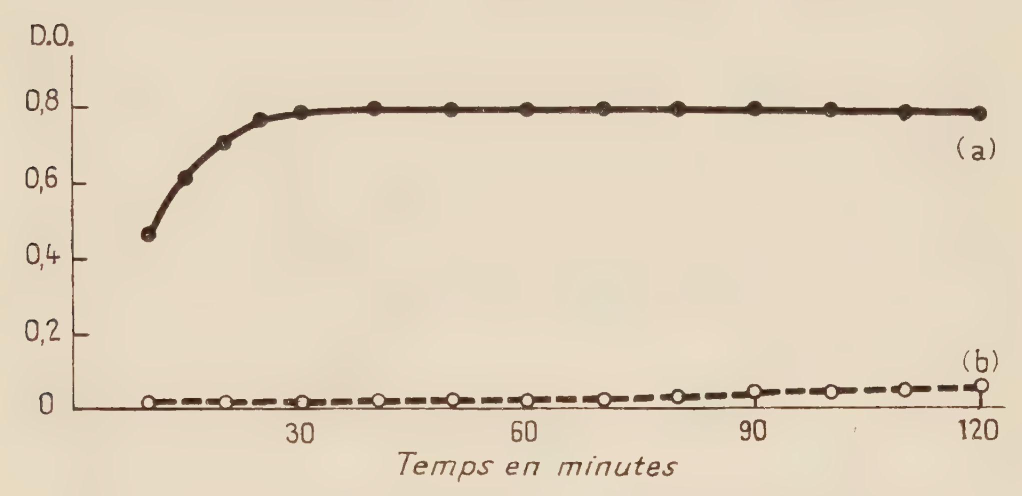
C'est ainsi que nous avons constaté l'influence de la *température* et du *temps* comme facteurs primordiaux pour l'obtention d'une coloration sélective du cholestérol libre.

Par exemple, à une température courante de laboratoire (18° environ) et en moins de 30 mn, une solution étalon de cholestérol libre donne avec un mélange acéto-sulfurique en présence de perchlorure de fer, aux concentrations utilisées par Zlatkis [1], une coloration rouge violacé, proportionnelle à la concentration en cholestérol et suffisamment stable pour permettre une évaluation quantitative.

Par contre, dans les mêmes conditions de température et de temps, les esters d'acides gras du cholestérol ne fournissent pratiquement pas

de coloration. C'est seulement au bout de 1 h environ que commence à se manifester une très faible coloration qui continue à se développer très lentement pendant plus de 24 h.

Le schéma suivant reproduit les valeurs de l'intensité des colorations (en densités optiques D. O.) en fonction du temps, fournies à la température indiquée par des quantités égales respectivement de cholestérol libre et de l'un de ses esters d'acide gras, le palmitoyl-cholestérol.



Valeurs comparées des colorations en fonction du temps fournies à 18° par : (*a*) le cholestérol libre (————); (*b*) le palmitoyl-cholestérol (— — — — —).

On peut voir ainsi que l'apparition de la coloration donnée par les esters d'acides gras du cholestérol est trop retardée pour perturber, entre la 30e et la 60e minute, la détermination photocolorimétrique spécifique du cholestérol libre.

Nous avons, en outre, vérifié que, dans des mélanges en proportions diverses de cholestérol libre et de ses esters d'acides gras, seule la forme libre était ainsi intégralement évaluée.

L'apparition de la coloration à la température indiquée ne semble pas exiger que la fonction alcool du cholestérol soit libre. Par contre, l'acide estérifiant paraît avoir un rôle prépondérant, puisque l'ester acétique du cholestérol est colorable dans ces mêmes conditions. Des précisions ultérieures seront données, quant à l'influence de la nature de l'acide sur le développement de la coloration.

Sur le plan pratique, les résultats précédents permettent déjà d'effectuer la détermination simple et rapide du cholestérol libre et du cholestérol estérifié dans les milieux biologiques, en particulier dans le sérum sanguin où les acides estérifiants sont presque exclusivement des acides gras. Nous avons vérifié, en effet, que les esters du cholestérol, extraits à partir du sérum sanguin et isolés soit par chromatographie, soit par précipitation

du cholestérol libre par le digitonoside (méthode de référence), ne sont pas colorables dans les conditions de température et de temps indiquées et n'interfèrent donc pas dans la coloration donnée par le cholestérol libre.

Pour pouvoir opérer à la température de 18° environ, il est évidemment indispensable d'éviter l'échauffement produit, lors de l'addition d'acide sulfurique concentré dans de l'acide acétique. Il suffit pour cela de réaliser au préalable le mélange des deux acides avec les précautions habituelles, et de laisser le refroidissement s'effectuer jusqu'à température convenable. L'affusion du mélange acide obtenu à une solution acétique de cholestérol, en présence de perchlorure de fer, ne provoque alors aucune élévation de température et permet à la réaction de coloration de se développer dans les conditions fixées.

Conclusion. — Dans des conditions expérimentales bien définies de température et de temps, le réactif acéto-sulfurique catalyseur permet le dosage colorimétrique non seulement du cholestérol total, mais aussi celui du cholestérol libre en présence de ses esters d'acides gras. Par simple différence entre les deux valeurs précédentes, on obtient la valeur du cholestérol estérifié.

La méthode n'exige aucune séparation préalable des différentes fractions du cholestérol et les déterminations peuvent être effectuées grâce à une technique photocolorimétrique simple et rapide, réalisable aussi bien en tubes à essais qu'à l'aide d'appareils automatiques.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) A. Zlatkis, B. Zak et A. J. Boyle, *J. Lab. and Clin. Med.*, 41, 1953, p. 486.

(*Faculté de Pharmacie et Hôpital Lariboisière, Paris.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Étude sur les combinaisons de l'acide glycuronique dans l'urine.* Note de M. **Pierre Cornillot**, présentée par M. Léon Binet.

Une étude de l'acide glycuronique urinaire a été effectuée chez des sujets excrétant 2-3 g d'acide par litre. L'acide glycuronique se trouve en quasi-totalité sous forme de conjugués de faible poids moléculaire et de caractère très acide. Cette étude conduit à supposer que l'acide glycuronique est, pour une part importante, combiné avec certains aminoacides dont le principal est l'acide glutamique.

Dans un récent travail [1], nous avons montré à l'aide d'une technique de dosage originale de l'acide glycuronique urinaire, que certains sujets pathologiques excrétaient dans leurs urines, des quantités importantes d'acide glycuronique (1 à 3 g par jour au lieu de 0,500 g en moyenne chez le sujet normal).

Aussi était-il intéressant de rechercher sous quelles formes se trouvait l'acide glycuronique urinaire. Nous rapportons ici les premiers résultats de ce travail :

Des urines contenant 2-3 g d'acide glycuronique par litre sont soumises au fractionnement suivant :

— traitement par 8 vol d'alcool éthylique;

— dialyse du surnageant alcool;

— passage de l'extérieur de dialyse sur une colonne de résine échangeuse de cations (Dowex 50, forme H^+).

A ce stade, la quasi-totalité de l'acide glycuronique est retrouvée dans l'effluent Dowex 50.

— Cet effluent est lui-même, après neutralisation, passé à travers une colonne de résine échangeuse d'anions (Dowex 2, forme OH^-). Ce passage opère un fractionnement au cours duquel :

— 10 % de l'acide glycuronique traversent la colonne sans se fixer;

— 30-35 % sont élués par l'acide formique N;

— 20-25 % sont élués par l'acide acétique 2 à 5 N;

— 30-35 % restent irréversiblement fixés sur la colonne.

L'étude de l'effluent du Dowex 2 ainsi que des fractions d'élution par les acides formique et acétique est entreprise :

— Par chromatographie sur papier dans le solvant pyridine-acétate d'éthyle-acide acétique-eau (5/5/1/3) et traitement des chromatogrammes par l'oxalate d'aniline, seul l'effluent fournit une tache importante au niveau de l'acide glycuronique témoin. Il n'existe qu'une très faible tache sur le chromatogramme de l'éluat formique et aucune tache sur celui de l'éluat acétique.

Au contraire, après hydrolyse acide (HCl, 1 h à 100°C), la chromatographie des éluats permet de localiser une tache très nette au niveau de

l'acide glycuronique, alors que la tache présente sur le chromatogramme de l'effluent reste d'égale intensité, que cette fraction ait subi ou non une hydrolyse préalable.

— Dans une étape suivante, les trois fractions sont soumises à une chromatographie sur papier, puis chaque chromatogramme est découpé systématiquement et après élution des fragments par l'eau désionisée, l'acide glycuronique est dosé. Dans l'effluent, cet acide migre à la même distance que le témoin acide glycuronique alors que dans les éluats formique et acétique, il est retrouvé très en avant de ce témoin.

On peut donc conclure que l'acide glycuronique est sous forme libre dans l'effluent alors qu'il se trouve sous forme combinée dans les éluats formique et acétique.

L'examen des possibilités de combinaison de l'acide glycuronique dans les fractions formique et acétique permet de constater l'absence d'oses neutres et d'osamines, mais fait apparaître la présence, seulement après hydrolyse, d'aminoacides; on trouve principalement de l'acide glutamique avec, en outre, de l'acide aspartique et des traces de quelques autres aminoacides.

— Les deux fractions formique et acétique sont étudiées par chromatographie sur papier, en utilisant deux solvants : d'une part, le solvant déjà cité pour la séparation des acides uroniques et d'autre part le solvant butanol-acide acétique-eau (4/1/5). Les chromatogrammes sont séchés, découpés et élués comme précédemment, et les dosages de l'acide glycuronique et des aminoacides sont effectués sur tous les éluats.

— Les zones maximales d'aminoacides et d'acide glycuronique de ces fractions se situent au même niveau, très en avant des taches témoins d'acide glycuronique et d'acide glutamique ou aspartique libres. En outre, comme ces zones ne sont révélables ni par la ninhydrine, ni par l'oxalate d'aniline avant hydrolyse, on peut en déduire que l'acide glycuronique et les aminoacides existent sous des formes combinées. Ces zones d'élution sont rechromatographiées avant et après hydrolyse : aminoacides et acide glycuronique présents simultanément, sont révélables seulement après hydrolyse.

— Le dosage montre que dans les fractions formique et acétique, aminoacides et acide glycuronique sont dans un rapport équimoléculaire.

— La β-glycuronidase ne libère ni acide glycuronique ni aminoacides et les aminoacides ne sont pas dinitrophénylables avant hydrolyse acide.

Afin de préciser les relations pouvant exister entre l'acide glycuronique et les aminoacides, une fraction, la fraction formique a été chromatographiée de nouveau sur Dowex 2; l'élution est effectuée par des molarités croissantes d'acide formique; les aminoacides et l'acide glycuronique sont déterminés sur les éluats recueillis par volumes de 5 ml : ces deux substances se retrouvent dans les mêmes tubes.

— Les solutions, évaporées, sont soumises à la chromatographie sur papier avant et après hydrolyse : sur les produits non hydrolysés, aucune révélation n'est possible, tandis que sur les hydrolysats, on met en évidence une tache d'acide glycuronique et une tache d'acide glutamique.

En résumé, l'acide glycuronique de l'urine est essentiellement sous forme combinée. La solubilité dans 8 vol d'éthanol, le caractère entièrement dialysable, la non-fixation sur un échangeur de cations et l'adsorption sur un échangeur d'anions font penser à des formes de faible poids moléculaire et de caractère acide.

L'absence d'oses et d'osamines excluent l'hypothèse de fragments partiellement dégradés de mucopolysaccharides acides. Au contraire, la présence simultanée d'acide glycuronique et d'aminoacides dans les différentes fractions étudiées font penser à l'existence de glycuronoconjugués des acides glutamique et aspartique de l'urine, comme l'avaient envisagé Pollack et Eades (2).

Boulanger et Biserte (3), Plaquet (4) montrent aussi la présence d'acide glycuronique et d'aminoacides dans une fraction urinaire (fraction E) (5) fortement retenue sur amberlite IR 4 B, donc très acide. Toutefois, par électrophorèse sur papier, ils ne constatent pas une concordance parfaite entre les bandes réagissent à la ninhydrine et celles réagissant à l'oxalate d'aniline.

Les résultats que nous rapportons, permettent de penser que chez les sujets présentant une excrétion massive d'acide glycuronique, celui-ci est en grande partie lié à des aminoacides, en particulier à l'acide glutamique. Toutefois, une conclusion définitive exige l'isolement d'un tel conjugué à l'état pur.

(1) P. Cornillot, *Clinica Chim. Acta* (sous presse).
(2) R. L. Pollack et C. H. Eades, *Science*, 119, 1954, p. 510.
(3) P. Boulanger et G. Biserte, *Exposés annuels de Biochimie médicale*, 18e série, 1956, Masson, Paris.
(4) R. Plaquet, *Thèse Doctorat d'État en Pharmacie*, no 221, Lille, 1955.
(5) P. Boulanger, G. Biserte et F. Courtot, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 34, 1952, p. 366.

(*Laboratoire de Biochimie, Faculté de Médecine, 45, rue des Saints-Pères, Paris, 6e.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Isolement d'une β_1-globuline à l'état homogène du point de vue immuno-chimique et douée d'activité en tant que plasminogène.* Note (*) de MM. **Georges Sandor** et **Jean Pelmont**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

Le produit est obtenu à partir des euglobulines sériques par chromatographie sur colonne de diéthylaminoéthylcellulose. Son activité spécifique modeste augmente sous l'effet d'autres composants sériques à eux seuls inactifs.

Le plasminogène sérique reste associé au cours des fractionnements isoélectriques à une β_1-globuline distincte de la sidérophiline, cependant encore légèrement souillée ([1]). Pour progresser dans la voie de sa purification, nous nous sommes adressés au fractionnement sur colonne de diéthylaminoéthylcellulose.

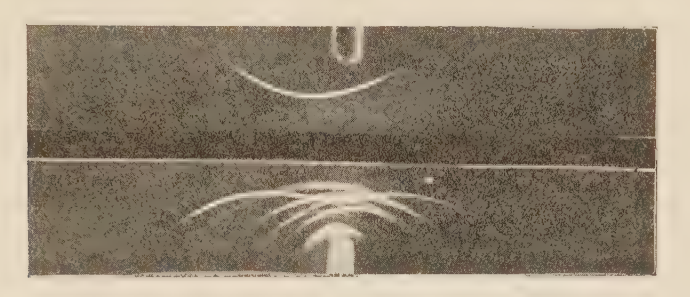
Tous nos travaux sont faits sur le sérum sanguin frais de l'Homme recueilli quelques heures après la prise du sang et fractionné aussitôt après. Les manipulations sont effectuées à + 2° C. La streptokinase est préparée selon L. R. Christensen ([2]). L'activité protéasique, évaluée en milligrammes de tyrosine libérés par milligramme d'azote plasminique, est déterminée par l'augmentation de la densité optique à 2 800 Å des eaux mères de précipitation trichloracétique de la caséine. La digestion est opérée à 40 ± 0,1° C et à pH 7,4 pendant 2 h 20 mn.

Nous décrivons dans ce qui suit le comportement des euglobulines obtenues, après dilution du sérum, à pH 5,2. Les résultats sont qualitativement semblables pour les euglobulines obtenues à pH 6,5, mais le produit final présente quelques caractères à part (*voir* plus loin). Un premier chromatogramme est tracé par gradient à volume constant passant de 0,03 M phosphate de pH 8 à environ 0,2 M phosphate de pH 5. Sept bandes émergent. Il est important de souligner pour ce qui suit que la première comprend les γ-globulines, la majeure proportion des lipoprotéides et un peu d'albumine; la quatrième est la bande active. Celle-ci est soumise à une deuxième chromatographie où elle émerge entre 0,07 M phosphate de pH 6,5 et 0,1 M phosphate de pH 6,2. Après dialyse rapide, précipitation à pH 5,3, reprise dans un peu d'eau à la neutralité, elle est lyophilisée à partir d'une solution concentrée.

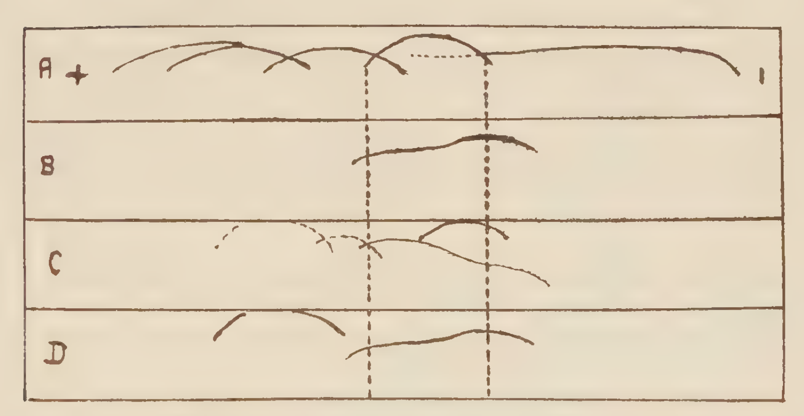
La poudre blanche, obtenue au taux de 0,3 ‰ de sérum environ, est très soluble dans les solvants neutres ou faiblement alcalins. Sa teneur en azote est de 14,8 %; elle contient environ 2 % d'hexoses liés et 0,5 % de cholestérol. L'ultracentrifugation décèle un composant principal (environ 85 %) avec $s = 6{,}6$ S. L'immuno-électrophorèse ne montre qu'un seul composant (cliché). Mais il n'est pas impossible qu'une trace d'impureté

persiste ressemblant par sa position aux lipoprotéides de densité faible. Si la durée de l'immuno-électrophorèse dépasse 2 h, on obtient un trait de précipitation à arc double, le milieu des deux arcs étant au niveau du milieu du trait de la sidérophiline (*fig.* B).

Le produit, conservé à la température du laboratoire en milieu faiblement alcalin, subit une autolyse. La constante de sédimentation du pic principal



Solution à 1 %. Durée d'électrophorèse de 1 h 30 mn.



Diagrammes immuno-électrophorétiques.
Durée d'électrophorèse de 3 h 30 mn.
Les deux lignes discontinues sont tracées verticalement aux deux extrémités du trait de précipitation de la sidérophiline.
A, sérum humain; B, solution fraîche de la β_1-globuline; C, même solution, après 8 jours de conservation à la température du laboratoire; D, bande chromatographique IV dans le cas des euglobulines qui précipitent à pH 6,5.

passe de 6,6 à 5,1 S dans 24 h et après huit jours on décèle à l'immuno-électrophorèse la fragmentation du produit en quatre composants distincts (*fig.* C).

Bien que dans le cas des euglobulines obtenues à pH 6,5 la bande IV ressorte dans les mêmes conditions, la β_1-globuline est accompagnée ici d'une α_2-globuline (*fig.* D).

L'activité protéasique de nos préparations est nulle ou insignifiante avant l'action de la streptokinase. Après l'action de celle-ci, l'activité

spécifique passe à 8 environ pour les euglobulines brutes obtenues à pH 5,2 et à 11 à 15 pour la β_1-globuline pure. Si l'on ajoute au mélange de digestion non seulement la streptokinase, mais aussi une quantité faible de la bande I, l'activité spécifique de la β_1-globuline pure atteint 25 à 27; la bande I est inactive à elle seule. Le mélange entre la β_1-globuline et l'α_2-globuline obtenu à partir des euglobulines qui précipitent à pH 6,5, est pratiquement inactif (activité spécifique de l'ordre de 2). Or, K. Jacobsson [3] a retrouvé, précisément, l'antiplasmine sérique dans les α_2-globulines.

Les données que nous rapportons, rendent hautement probable que la β_1-globuline obtenue par nous est le plasminogèue sérique à l'état pur et natif. Le faible enrichissement et l'activité modeste s'expliquent si nous admettons qu'un proactivateur [4], [5] ou coactivateur, intimement liés aux lipoprotéides, n'existe plus qu'à l'état de traces dans nos préparations hautement purifiées. Dans ce sens plaide l'effet activant de la bande I riche en lipoprotéides et la trace de cholestérol qui persiste dans nos préparations. Quant aux préparations hautement actives décrites dans la littérature [6], [7], un problème indépendant du proactivateur se pose à leur sujet. En effet, elles ne résultent pas autant d'un processus de fractionnement que d'un processus de modification du plasminogène lui-même. Les préparations sont soumises à plusieurs reprises à l'influence de pH très bas et très élevés et deviennent de ce fait pratiquement insolubles. On ne peut donc pas savoir si leur haute activité n'est pas engendrée par cette modification.

(*) Séance du 10 avril 1961.

(1) *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 3069.
(2) *J. clin. Invest.*, 28, 1949, p. 163.
(3) *Scand. J. clin. lab. Invest.*, 7, 1955, Suppl. 14, p. 87.
(4) E. B. Geiger, *J. Immunol.*, 69, 1952, p. 597.
(5) S. Muellertz et M. Lassen, *Proc. Soc. exp. Biol. Med.*, 82, 1953, p. 264.
(6) L. R. Christensen et D. H. Smith Jr, *Proc. Soc. exp. Biol. Med.*, 74, 1950, p. 840.
(7) D. L. Kline, *J. biol. Chem.*, 204, 1953, p. 949.

VIROLOGIE. — *Adaptation des cultures d'organes embryonnaires de Poulet à l'étude d'un virus (virus GAL) isolé de la souche* RPL 12 *de la leucose aviaire.* Note de M. **Pierre Goube de Laforest**, présentée par M. Pierre Lépine.

Le virus GAL inoculé à des cultures organotypiques de foie, de mésonéphros, de poumon et d'intestin de poulet embryonnaire, y produit les lésions caractéristiques décrites par d'autres auteurs chez l'embryon vivant.

Le virus GAL appartient au groupe des virus « orphelins » des Gallinacés. Il fut isolé par Burmester, Sherpless et Fontes (1) aux 15e et 16e passages de la souche RPL 12 du virus de la leucose aviaire.

P. Atanasiu et coll. (2), (3) au cours d'observations analogues, ont pu isoler et purifier ce virus. Ces auteurs ont décrit les lésions qu'il produit dans le foie et la rate de poulets embryonnaires ainsi que les altérations cytopathogènes qu'il détermine dans les cellules hépatiques de l'embryon de poulet en culture histiotypique.

Il nous paraissait dès lors intéressant d'étendre à l'étude de ce virus la méthode de cultures d'organes mise au point par Et. Wolff et K. Haffen (4), (5), en raison des résultats qu'elle nous avait fournis dans le cas du virus de la variole aviaire inoculé à des explants de peau embryonnaire de poulet (Et. Wolff et P. Goube de Laforest) (6), (7).

Matériel et méthode. — Nous avons décrit en détail (7) le mode opératoire de ces expériences. Nous utilisons soit le milieu d'Et. Wolff et K. Haffen (5), (6), soit ce même milieu dans lequel une goutte de solution de Tyrode est remplacée par une goutte de sérum de cheval. L'incubation des cultures (6), (7) est prolongée pendant une nuit à 38,5°C. Les cultures sont fixées au bout de 2, 4 et parfois 5 jours.

La souche de virus GAL nous fut fournie par le Docteur Atanasiu (9). Elle provenait du 28e passage du virus GAL en culture de cellules hépatiques embryonnaires de poulet (2), (3).

Résultats. — Le virus GAL fut inoculé à des explants de foie, de mésonéphros, de poumon, d'intestin, de gonades et de rate prélevés chez des embryons de poulet de 7 jours et demi à 8 jours.

Les lésions produites par ce virus se caractérisent par des plages plus ou moins étendues de nécrose. De plus, on observe, dans un certain nombre de cellules en voie de dégénérescence, la présence de volumineuses inclusions intranucléaires très fortement basophiles. De telles inclusions se rencontrent également dans les noyaux de cellules situées en dehors de la zone nécrosée. Ce dernier point confirme les observations effectuées par P. Atanasiu chez l'embryon (8).

D'après les seuls critères morphologiques dont nous disposons actuellement, le foie et le mésonéphros se sont montrés les plus sensibles à

l'infection. C'est dans ces deux organes qu'on rencontre les zones les plus étendues de dégénérescences cellulaires. C'est aussi dans le foie et le mésonéphros que les inclusions sont les plus abondantes.

Le poumon et l'intestin peuvent également renfermer des inclusions mais en nombre beaucoup plus restreint. Elles s'observent rarement dans les cultures de gonades embryonnaires. Nous n'avons pas, jusqu'à présent, pu les mettre en évidence dans les explants de rate.

Nous avons enfin pratiqué une série de quatre passages du virus sur des cultures de foie suivant la technique préalablement décrite ([7]) : au quatrième passage, les coupes histologiques ont montré que l'infection se transmettait parfaitement d'une culture à l'autre.

Conclusions. — Ces résultats préliminaires montrent que le virus GAL produit, dans divers organes embryonnaires en culture organotypique, des lésions histopathologiques comparables à celles décrites par d'autres auteurs chez l'embryon inoculé. Certaines cultures de foie fixées après 2 jours montrent que les inclusions caractéristiques apparaissent dès la 48ᵉ heure qui suit l'inoculation des cultures.

Enfin, l'infection peut, dans les cultures hépatiques, se transmettre d'explant en explant pendant au moins quatre passages.

([1]) B. R. Burmester, G. R. Sherpless et A. K. Fontes, *J. Nation. Cancer Inst.*, 24, 1960, p. 1143-1443.
([2]) P. Atanasiu, J. Sisman et M. Wetten, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2087.
([3]) P. Atanasiu et P. Lépine, *Ann. Inst. Pasteur*, 98, 1960, p. 915-919.
([4]) Ét. Wolff et K. Haffen, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 439.
([5]) Ét. Wolff et K. Haffen, *Texas Rep. Biol. Med.*, 10, 1952, p. 463.
([6]) Ét. Wolff et P. Goube de Laforest, *Comptes rendus*, 248, 1951, p. 490.
([7]) Ét. Wolff et P. Goube de Laforest, *Ann. Inst. Pasteur*, 98, 1960, p. 315-334.
([8]) Communication personnelle.
([9]) Service des Virus de l'Institut Pasteur, Paris.

(*Laboratoire d'Embryologie expérimentale du Collège de France et du C. N. R. S., Paris.*)

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Nouvelle méthode de dosage du facteur intrinsèque dans le suc gastrique humain.* Note de MM. **René Wolff** et **Pierre Nabet**, présentée par M. Léon Binet.

Des segments d'intestin de cobaye isolés, plongés dans un milieu contenant du suc gastrique humain et de la vitamine B_{12} radioactive, fixent celle-ci à un degré qui dépend de la teneur en facteur intrinsèque du suc gastrique. Les auteurs ont établi sur ces données une méthode de dosage biologique du facteur intrinsèque.

La propriété essentielle du facteur intrinsèque présent dans le suc gastrique d'un sujet normal est de provoquer, dans la muqueuse intestinale, la fixation de vitamine B_{12} apportée par l'alimentation.

On a montré récemment que cette réaction n'est pas liée à une spécificité d'espèce, pour ce qui concerne le Cobaye ([1]). Un segment d'iléon de cet animal est susceptible de fixer la vitamine B_{12} en présence de suc gastrique d'une espèce animale différente de la sienne, par exemple de suc gastrique humain.

Nous avions établi, d'après ces données, une méthode de dosage biologique du facteur intrinsèque dans le suc gastrique humain, en utilisant comme substrat un segment d'iléon de cobaye *in situ* ([2]), ([3]).

Dans le présent travail, nous avons opéré sur un segment d'iléon isolé et retourné en doigt de gant, afin de rendre la muqueuse plus accessible à l'oxygénation. On prélève deux segments consécutifs d'iléon, chacun d'environ 6 cm de long, en partant de la valvule iléo-cæcale. On prépare, à partir des deux segments retournés, des petits boudins, dont on remplit l'intérieur avec du liquide de Krebs-Henseleit. Après un lavage soigné, ceux-ci sont mis en contact dans des fioles coniques de 100 ml avec un mélange (8 ml) de suc gastrique et de vitamine B_{12} radioactive (0,01 μC) en milieu Krebs-Henseleit. L'atmosphère gazeuse est constituée par un mélange de $CO^2 = 5\ \%$ et $O_2 = 95\ \%$. Les fioles, soigneusement bouchées, sont ensuite agitées au thermostat à 37° pendant 1 h. Après un second lavage, on sépare les extrémités du boudin par section, et après avoir débarassé le segment d'intestin du liquide adhérent et l'avoir pesé à l'état frais, on pratique la mesure de la radioactivité au compteur à scintillation.

Tableau I.

Nombre de désintégrations par minute et pour 100 mg *de tissu frais mis en contact avec des doses croissantes de suc gastrique normal.*

σ, écart standard ; *t*, test de Student.

Suc gastrique humain (ml).	Nombre d'expériences.	c. p. m. pour 100 mg de tissu frais (moyenne).	σ.	*t*.
0, ...	26	25,2	11,5	—12,27
0,05.	21	82,9	18,9	— 3,20
0,10.	15	112,4	32,9	— 2,20
0,20.	7	143,0	29,8	

On trouvera dans le tableau I les résultats statistiques obtenus avec les quantités suivantes de suc gastrique normal (en millilitres pour 8 ml de volume total) : 0, 0,05, 0,10 et 0,20. On observe une relation définie entre les doses de suc gastrique et le taux de vitamine B_{12} (^{60}Co fixé.

Au surplus, les différences entre chacune des séries sont statistiquement significatives.

D'autre part, en comparant les deux segments intestinaux contigus du même animal, on obtient pratiquement des résultats identiques, ainsi que le montre le tableau II.

TABLEAU II.

Nombre de coups par minute pour 100 mg *de tissu frais. Comparaison entre deux segments d'iléon contigus. Mélange identique de F. I. et de* $B_{12}{}^{60}Co$.

Cobaye n°	1.	2.	3.	4.	5.
Segment proximal	75	75	97	188	151
Segment distal	78	75	100	193	166

D'après ces résultats, on peut également utiliser un segment intestinal comme témoin de son congénère, en le mettant en contact avec un mélange standard. Le rapport des deux activités présente une valeur assez constante chez divers individus. Cette méthode doit donc être préférée à la précédente. Mais le nombre d'animaux sera dans les deux cas le même : cinq cobayes par dosage.

Nous avons, avec la première méthode, repris l'étude de l'activité en facteur intrinsèque de sucs gastriques, provenant de sujets normaux et de sujets atteints d'anémie pernicieuse. Les résultats ont confirmé les conclusions antérieures et ont, en plus, montré que, dans cette affection, le taux de facteur intrinsèque tombe à zéro.

Conclusions. — 1° La propriété de l'intestin isolée du cobaye de fixer la vitamine B_{12} radioactive sous l'influence de suc gastrique humain peut être utilisée pour un dosage biologique de cette activité.

2° Une étude faite avec des segments d'iléon isolés montre que la fication de B_{12} dans l'organisme dépend de la dose de suc gastrique, et qu'elle présente des variations statistiquement significatives.

3° Le comportement identique de deux segments contigus du même animal permet d'utiliser l'un des segments comme référence. La précision de la méthode de dosage s'en trouve ainsi accrue.

(1) T. H. WILSON et E. W. STRAUSS, *Amer. J. Physiol.*, 197, 1959, p. 926-928.
(2) R. WOLFF, *Comptes rendus*, 251, 1960, p. 3142.
(3) R. WOLFF et P. NABET, *Bull. Acad. Med.*, séance du 14 février 1961.

(*Laboratoire de Chimie biologique, Faculté de Médecine, Nancy.*)

A 15 h 30 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

Sur la proposition du Comité national français d'Astronomie, transmise par M. **André Danjon**, sont désignés pour faire partie de la délégation française à l'Assemblée générale que l'**Union Astronomique internationale** doit tenir à Berkeley, Californie, du 15 au 24 août 1961 :

Comme délégués munis de pouvoirs spéciaux : MM. **André Danjon**, membre de l'Académie, **Charles Fehrenbach**, **Jean Rösch** ;

Comme délégués techniques : MM. **André Couder**, **Pierre Tardi**, membres de l'Académie, **Daniel Barbier**, **Jacques Blamont**, **Bernard Decaux**, **Jean Delhaye**, **Jean-François Denisse**, **Audouin Dollfus**, **Jean Dufay**, **André Gougenheim**, **Pierre Lacroute**, **Vladimir Kourganoff**, **Paul Muller**, **Fernand Nahon**, **Pierre Sémirot**, **Evry Schatzman**, **Nicolas Stoyko** ;

Comme délégués techniques adjoints : M. **Henri Andrillat**, Mme **Yvette Andrillat**, MM. **Louis Arbey**, **Charles Bertaud**, **Joseph Bigay**, Mlle **Marie Bloch**, MM. **Jacques-Émile Blum**, **André Boischot**, **Louis Boyer**, **Roger Bouigue**, **Jacques Boulon**, **Henri Camichel**, Mlle **Renée Canavaggia**, MM. **Pierre Charvin**, **Georges Courtès**, **Paul Couteau**, Mlle **Lucienne Divan**, MM. **Bernard Guinot**, **Michel Hénon**, Mme **Renée Herman**, MM. **Jean Kovalevsky**, **Marius Laffineur**, **James Lequeux**, **Jean-Louis Leroy**, **Jacques Lévy**, Mme **Marie-Thérèse Martel**, MM. **Pierre Mianes**, **Raymond Michard**, **Jean-Claude Pecker**, Mmes **Charlotte Pecker-Wimel**, **Monique Pick-Gutman**, MM. **Alfred Schmitt**, **Paul Simon**, **Michel Trellis**, **Henri van Regemorter**, **Gérard Wlérick**.

La séance est levée à 16 h 5 m.

L. B.

ERRATUMS.

(*Comptes rendus* du 20 mars 1961.)

Note présentée le 13 mars 1961, de M. *Claude Dufay*, Étude du phototropisme des Noctuides (Lépidopt.). Réactions de *Noctua pronuba* L. en présence de deux sources lumineuses de même intensité énergétique, mais de longueurs d'onde différentes :

Page 1866, 20e et 21e lignes, *au lieu de* éliminé par un filtre interférentiel pour les longueurs d'onde supérieures à 1 μ, et une cuve à eau en silice fondue pour celles inférieures à 1 μ, *lire* éliminé par un filtre interférentiel pour les longueurs d'onde inférieures à 1 μ, et une cuve à eau en silice fondue pour celles supérieures à 1 μ.

35e ligne, *au lieu de* Les individus éprouvés vont également se placer, *lire* Les individus éprouvés vont généralement se placer.

(*Comptes rendus* du 27 mars 1961.)

Note présentée le 20 mars 1961, de M. *Yaroslav de Kouchkovsky*, Sur le caractère progressif de l'inhibition de la photosynthèse par l'hydroxylamine :

Page 2028, 15e ligne, *au lieu de* de l'hydroxylamine catalasique des chloroplastes isolés, *lire* de l'hydroxylamine sur l'activité catalasique des chloroplastes isolés.